

**Neue Schaltungen
spannungsgesteuerter Stromquellen
und ihre Anwendung
in elektronischen Y-Gyratoren**

von
Christoph Schenk
Erlangen, 1976

**Neue Schaltungen
spannungsgesteuerter Stromquellen
und ihre Anwendung
in elektronischen Y-Gyratoren**

**Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur**

**vorgelegt von
Christoph Schenk
Erlangen, 1976**



Als Dissertation genehmigt vom
Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 24. November 1975

Tag der Promotion: 27. Februar 1976

Dekan: Professor Dr. rer.nat. H.-J. Schneider

Berichterstatter: Professor Dr.-Ing. D. Seitzer

Professor Dr.-Ing. R. Unbehauen

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
Tabelle der verwendeten Formelzeichen	IV
1 Einführung	1
2 Bipolare spannungsgesteuerte Präzisions-Strom- quellen mit Operationsverstärkern	5
2.1 Grundschialtung	6
2.2 UI-Konverter für geerdeten Verbraucher und geerdete Spannungsquelle	9
2.3 Subtrahierschaltungen	11
2.4 UI-Konverter ohne Widerstandspaarung	12
2.5 Neuer UI-Konverter mit Differenzeingang	18
2.5.1 Einfluß der Abgleichbedingung	21
2.5.1 Experimentelle Ergebnisse	22
2.5.3 Erweiterung zur schwimmenden Stromquelle	25
3 Realisierung einer schnellen spannungsgesteuerten Stromquelle mit komplementären Feldeffekttransi- storen	28
3.1 Untersuchung des Eingangs-Differenzver- stärkers	30
3.2 Beschreibung der Endstufe	34
3.3 Experimentelle Ergebnisse	36
3.3.1 Nichtlinearität der Übertragungs- kennlinie	37
3.3.2 Temperaturabhängigkeit des Über- tragungsleitwertes	40
3.3.3 Frequenzabhängigkeit des Übertra- gungsleitwertes	43
3.3.4 Gleichtaktunterdrückung	44
3.3.5 Ausgangsleitwert	48

	Seite
4 Anforderungen an spannungsgesteuerte Stromquellen beim Einsatz in Y-Gyratoren	51
4.1 Übersicht	51
4.1.1 Y-Gyrator	53
4.1.2 Z-Gyrator	54
4.1.3 A-Gyrator	55
4.1.4 Vergleich der Grundsaltungen	57
4.2 Güte eines realen Y-Gyrators	60
4.2.1 Definition als Schwingkreisgüte	60
4.2.2 Vergleich mit der Spulengüte Q_L	66
4.2.3 Einfluß der Kondensatorverluste	68
4.2.4 Einfluß parasitärer Phasenver- schiebungen	71
4.3 Aussteuerbarkeit	76
4.4 Simulation schwimmender Induktivitäten	77
4.4.1 Schwimmende Stromversorgung	78
4.4.2 Kettenschaltung von zwei geerdeten Gyratoren	80
4.4.3 Differenzverstärker und schwimmende Stromquellen	82
5 Realisierung von Y-Gyratoren mit Stromquellen nach Kapitel 3	89
5.1 Offsetspannung	92
5.2 Frequenzgang der Güte ohne Phasenkorrektur	93
5.2.1 Lineare Netzwerkanalyse	96
5.3 Erweiterung des Frequenzbereichs durch Phasenkorrektur	99
5.4 Abhängigkeit der Grundgüte vom Ruhestrom	102
5.5 Nichtlineare Effekte	107
5.6 Gyrator mit einem schwimmenden Tor	109

	Seite
6 Realisierung eines Sprachkanaltiefpasses 7. Grades nach Cauer mit schwimmenden Y-Gyratoren	112
6.1 Berechnung der Filtercharakteristik für ideale Bauelemente	112
6.2 Berechnung des Einflusses von Parameter- änderungen	116
6.2.1 Änderung der Gyrationaleitwerte ohne Verletzung der Paarungsbe- dingungen	117
6.2.2 Änderung der Gyrationaleitwerte unter Verletzung einer Paarungs- bedingung	117
6.3 Experimentelle Ergebnisse	120
7 Elektronische Übertrager zur Induktivitäts- vergrößerung	123
7.1 Übertrager nach der Kettenmatrix	123
7.2 Übertrager nach der G- bzw. H-Matrix	124
7.3 Stabilität	126
7.4 Güte	
8 Zusammenfassung	129
9 Literatur	131

Tabelle der verwendeten Formelzeichen

$I, i, \underline{I}; U, u, \underline{U}$: Elektrischer Strom, Elektrische Spannung

Für Gleichgrößen werden Großbuchstaben verwendet, für Wechselgrößen Kleinbuchstaben. Komplexe Größen, die von einem rein imaginären Parameter abhängen, z. B. $\underline{U}(j\omega)$ werden unterstrichen.

Sofern die Übertragungsgleichungen einer Schaltung nicht nur für Wechsel- sondern auch für Gleichstrom gelten, werden für Eingangs- und Ausgangsgrößen grundsätzlich Großbuchstaben verwendet, um Verwechslungen mit Kleinsignal-Übertragungsgleichungen auszuschließen. Diese Gleichstrombeziehungen besitzen also auch für Wechselströme Gültigkeit, und zwar bis zur oberen Grenzfrequenz f_g der betreffenden Schaltung.

Gesteuerte Quellen:

U_N : Spannung am invertierenden Eingang

U_P : Spannung am nicht-invertierenden Eingang

$U_D = U_P - U_N$: Eingangs-Differenzspannung

$U_{G1} = \frac{1}{2} (U_P + U_N)$: Gleichtakt-Eingangsspannung

U_b^+, U_b^- : positive bzw. negative Betriebsspannung

$\underline{A} = \underline{U}_a / \underline{U}_D$: Leerlauf-Differenzverstärkung eines Operationsverstärkers

A_0 : Gleichspannungswert von $\underline{A}$

$\underline{A}_{G1} = \underline{U}_a / \underline{U}_{G1}$: Gleichtaktverstärkung eines Operationsverstärkers

$r_D = \left. \frac{\partial U_P}{\partial I_P} \right|_{U_N = \text{const}} = \left. \frac{\partial U_N}{\partial I_N} \right|_{U_P = \text{const}}$: Differenz-Eingangs-widerstand

$$r_a = \left. \frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right|_{U_N = U_P = \text{const}} : \text{Ausgangswiderstand}$$

$$G_g = \frac{1}{R_g} : \text{Übertragungsleitwert } y_{21} \text{ einer (linearen) spannungsgesteuerten Stromquelle; gelegentlich auch als Differenzsteilheit } S_D \text{ bezeichnet, zur genaueren Unterscheidung von } S_{G1}.$$

S_{G1} : Gleichtaktsteilheit

$$G = \frac{|S_D|}{|S_{G1}|} \quad \text{bzw.} \quad \frac{|A|}{|A_{G1}|} : \text{Gleichtaktunterdrückung}$$

Transistorparameter:

$\beta = h_{21E}$: Stromverstärkung in Emitterschaltung

$r_{BE} = h_{11E}$: Eingangswiderstand in Emitterschaltung

$r_{CE} = 1/h_{22E}$: Ausgangswiderstand in Emitterschaltung

FET-Parameter:

Bezeichnung der Elektroden im Vergleich zum Bipolartransistor

Source	$\hat{=}$	Emitter
Gate	$\hat{=}$	Basis
Drain	$\hat{=}$	Kollektor

$S = y_{21S}$: Vorwärtssteilheit in Source-Schaltung

$r_{DS} = 1/y_{22S}$: Ausgangswiderstand in Source-Schaltung

$\mu = S r_{DS}$: Leerlaufverstärkung in Source-Schaltung

S_S, r_{DSS}, I_{DS} : S, r_{DS}, I_D bei $U_{GS} = 0$

Gyratoren:

R_g : Gyrationenwiderstand

$G_g = 1/R_g$: Gyrationenleitwert

Q : Schwingkreisgüte, Polgüte

Q_g : Gyratorgüte allgemein

$Q_0 = \lim_{f \rightarrow 0} Q_g$: Gyration-Grundgüte

G_v : Verlustleitwert eines Y-Gyrators

$Q_L = \frac{1}{\tan \delta}$: Spulengüte

1. Einführung

In der elektronischen Meßtechnik und Signalverarbeitung gibt es vielfältige Einsatzmöglichkeiten für gesteuerte Stromquellen. Im Niederfrequenzbereich werden solche Quellen im allgemeinen mit Hilfe von Operationsverstärkern realisiert. Die dafür bekannten Schaltungen sind jedoch nicht allgemein verwendbar, da in vielen Anwendungsfällen extrem hohe Anforderungen an die Paarungstoleranzen der passiven Bauelemente gestellt werden müssen.

In dieser Arbeit wird nun ein neues Operationsverstärker-Schaltungskonzept für eine gesteuerte Stromquelle angegeben, die sehr universell einsetzbar ist und keine überhöhten Anforderungen an die Bauelemente-Toleranzen stellt.

Ausgehend von diesem Schaltungskonzept wird eine spannungsgesteuerte Stromquelle für höhere Frequenzen entwickelt. Die Analyse zeigt, daß sich die günstigsten Eigenschaften mit dem geringsten Aufwand erreichen lassen, wenn man als aktive Bauelemente Sperrschicht-Feldeffekttransistoren (FET) verwendet. Diese Tatsache ist im Hinblick auf die Integrierbarkeit der Schaltung insofern besonders interessant, als es in jüngster Zeit durch den Einsatz der Ionenimplantation gelungen ist, lineare integrierte Schaltungen mit IC-kompatiblen n- und p-Kanal Sperrschicht-Feldeffekttransistoren herzustellen, deren Hochfrequenzeigenschaften besser sind als die entsprechender Schaltungen in Bipolar-Technologie, während andererseits die Paarungstoleranzen in einer vergleichbaren Größenordnung liegen [1]. Aus diesen Gründen wurden die Versuchsschaltungen mit Sperrschicht-Feldeffekttransistoren realisiert.

Die erzielten Ergebnisse lassen den Einsatz der FET-Stromquelle in schwimmenden Y-Gyratoren besonders interessant erscheinen. Deshalb wurde diese Anwendungsmöglichkeit ausführlich diskutiert und erprobt. Eine weitere Motivation ergab sich aus der Tatsache, daß sich scharf begrenzende aktive Filter besonders günstig, d. h. mit den geringsten Anforderungen an die Bauelemente-Toleranzen, realisieren lassen, wenn man von passiven LC-Schaltungen ausgeht und dann die Induktivitäten mit Gyrator-C-Methoden simuliert [2]. Allerdings sind nicht alle Gyrator-Prinzipien gleich gut geeignet. Von Gensel [3] wurde gezeigt, daß sich auch bei Filtern nach der Gyrator-C-Methode hohe Empfindlichkeiten ergeben, wenn die Güte der Gyratoren durch Differenzen großer Größen bestimmt wird. Das ist z. B. bei allen Gyratoren der Fall, die negative Widerstände enthalten. Bei Y-Gyratoren, d. h. bei Gyratoren, die aus zwei spannungsgesteuerten Stromquellen aufgebaut sind, hängt die Güte jedoch multiplikativ vom Eingangs- und Ausgangswiderstand der Quellen ab. Gelingt es, diese Parameter genügend groß zu machen, ohne Mitkopplungsmethoden anzuwenden, kann man nahezu ideale Gyratoren aufbauen, die sehr geringe Empfindlichkeiten besitzen.

Diese Forderung läßt sich mit der in Kapitel 3 beschriebenen FET-Stromquelle sehr gut erfüllen. Obwohl nur relativ preiswerte Standard-Bauelemente verwendet werden, übertreffen die erreichten Ergebnisse den bisherigen Stand der Technik deutlich. Dabei verspricht der Einsatz ionenimplantierter Feldeffekttransistoren noch wesentliche Verbesserungen.

Um die ausgezeichneten Eigenschaften der FET-Gyratoren deutlich zu machen, wurde ein Sprachkanaltiefpaß 7. Grades nach Cauer aufgebaut, bei dem drei schwimmende Induktivitäten si-

muliert werden. Bei einer Bauelementetoleranz von $\pm 0,5 \%$ konnte im Sperrbereich innerhalb der Maßgenauigkeit keine Abweichung zwischen dem für ideale Bauelemente berechneten Amplitudenfrequenzgang und der Meßkurve festgestellt werden. Die geringfügigen Abweichungen im Durchlaßbereich liegen im vorausberechneten Rahmen, der durch die Toleranzen gegeben ist.

Es stellt sich die Frage, warum bis jetzt noch keine monolithisch integrierten Gyratoren auf dem Markt erhältlich sind, obwohl ihre günstigen Netzwerkeigenschaften seit langem bekannt sind. Dafür gibt es mehrere Gründe: Lange Zeit wurden nur geerdete Gyratoren untersucht. Insbesondere in Tiefpaßfiltern benötigt man jedoch schwimmende Induktivitäten. Sie können mit geerdeten Gyratoren nur auf umständliche Weise und mit vergrößerter Empfindlichkeit simuliert werden [4]. Deshalb sind geerdete Gyratoren nicht universell einsatzfähig. Außerdem wurde dem Problem der Offsetspannungsdrift wenig Beachtung geschenkt. Sie kann sich bei Tiefpaßfiltern störend bemerkbar machen.

Holmes, Heinlein und Grützmann [5] begründeten die Philosophie des schwimmenden Gyrotors mit Differenzverstärkern. Der Frequenzbereich ihrer mehrstufig aufgebauten Gyratoren ist jedoch wegen parasitärer Phasenverschiebungen auf wenige kHz beschränkt. Müller [6] beseitigte diesen Nachteil durch Reduzierung der Stufenzahl. Allerdings reduzierte sich durch diese Maßnahme die Spannungsaussteuerbarkeit auf wenige hundert mV.

Die zitierten Gyratoren besitzen eine Grundgüte zwischen 50 und 200. Diese Werte sind nicht für alle Anwendungen ausreichend. Müller [6] erhöhte sie durch eine Entdämpfungsschaltung (Mitkopplung). Damit erhöht sich jedoch die Güte-Empfindlichkeit um den entsprechenden Faktor. Außerdem

muß die Entdämpfung individuell eingestellt werden.

Bei dem von Philips angekündigten integrierten, schwimmenden Gyrator TCA 580 wird dieser Nachteil umgangen, indem die einzelnen Transistoren durch gegengekoppelte Verbundschaltungen aus mehreren Transistoren ersetzt werden. Dadurch entsteht jedoch ein neues Problem, das schon aus der Operationsverstärker-Technologie unter dem Namen "Latch-up" bekannt ist: Beim Einschalten oder bei Übersteuerung kann eine Kollektor-Basis-Diode leitend werden. Dadurch wird die im Normalbetrieb vorhandene Phasenumkehr aufgehoben, und die Gegenkopplung wird zur Mitkopplung. Je nach auftretender Schleifenverstärkung stabilisiert sich die Schaltung in diesem unerwünschten Betriebszustand. Dagegen mußten zusätzliche Schaltungsmaßnahmen ergriffen werden [7]. Da die Eingangstransistoren der Verbundschaltungen mit sehr niedrigen Strömen betrieben werden, um die Offsetströme klein zu halten, ist der ausnutzbare Frequenzbereich ziemlich klein. Diese Einschränkungen treten bei dem in Kapitel 5 beschriebenen FET-Gyrator nicht auf.

Parallel zu dieser Arbeit hat Seitzer [8] das Differenzverstärkerkonzept mit integrierten Standard-Bipolar-Transistoren weiterentwickelt. Durch Optimierung der einzelnen gegengekoppelten Verbundschaltungen hinsichtlich ihrer Frequenzgangeigenschaften wurde gegenüber den bekannten Schaltungen ebenfalls eine wesentliche Verbesserung des Güte-Bandbreite-Produktes erzielt.

Neuerdings sind Subminiatur-Spulen in Chip-Form erhältlich, die genauso wie Kondensatoren in Hybrid-Schaltungen eingesetzt werden können. Naturgemäß sind die erreichbaren Induktivitäten auf kleine Werte beschränkt. Deshalb wird im Kapitel 7, als weiteres Anwendungsbeispiel gesteu-

erter Quellen und als mögliche Alternative zur Gyrator-C-Methode die Frage diskutiert, wie sich solche Induktivitäten durch geeignete elektronische Übertrager vergrößern lassen. Dabei zeigt es sich, daß die prinzipielle Schaltungsanordnung auch nicht einfacher ist als bei Gyratoren, und daß dieselben Stabilitätsprobleme infolge parasitärer Phasenverschiebungen auftreten. Als wesentlicher Nachteil stellt sich heraus, daß man ohne Entdämpfung keine hohe Güte erreichen kann.

Demgegenüber erweist sich der Einsatz elektronischer Übertrager zur Vergrößerung von Kapazitäten als sinnvoll.

2. Bipolare spannungsgesteuerte Präzisions-Stromquellen mit Operationsverstärkern *

In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten bekannten Operationsverstärker-Schaltungen für spannungsgesteuerte Stromquellen (UI-Konverter) beschrieben. Die Untersuchung zeigt, daß die bisher verwendeten Schaltungskonzepte in verschiedener Hinsicht unbefriedigend sind. In Abschnitt 2.5 wird dann ein neues Schaltungskonzept für eine bipolare, spannungsgesteuerte Stromquelle vorgestellt, das die bisherigen Schwierigkeiten beseitigt. Da diese Quelle darüberhinaus einen Differenzeingang mit hoher Gleichtaktunterdrückung besitzt, ist sie sehr universell einsetzbar.

* Die wesentlichsten Teile dieses Kapitels wurden mit freundlicher Genehmigung des Dekans des Fachbereichs Ingenieurwissenschaften in [9] vorveröffentlicht.

2.1 Grundsaltung

Operationsverstärker sind spannungsgesteuerte Spannungsquellen mit niedrigem Ausgangswiderstand. Durch geeignete Gegenkopplungsbeschaltung lassen sie sich auch als spannungsgesteuerte Stromquellen betreiben. Bild 2.1 zeigt eine Methode, bei der man sowohl einen niedrigen Ausgangs- als auch einen niedrigen Eingangsleitwert erhält.

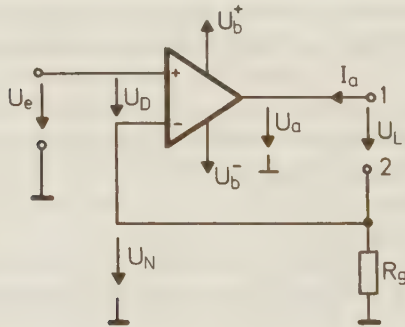


Bild 2.1 Operationsverstärker als spannungsgesteuerte Stromquelle

Mit den üblichen idealisierenden Näherungen für die Operationsverstärkerdaten

Offsetspannung $U_O = 0$

Leerlaufverstärkung $A_O = \infty$

Eingangswiderstand $r_D = \infty$

Ausgangswiderstand $r_a = 0$

ergibt sich für den Ausgangsstrom die Beziehung

$$I_a = - \frac{U_e}{R_g} .$$

Er ist also vom Spannungsabfall U_L am Verbraucher unabhängig. Die Y-Matrix der idealisierten Quelle lautet

$$Y = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -\frac{1}{R_g} & 0 \end{pmatrix} .$$

Zur Beurteilung einer realen gesteuerten Stromquelle interessiert vor allem der Ausgangsleitwert

$$y_{22} = \left. \frac{\partial I_a}{\partial U_L} \right|_{U_e = \text{const}}$$

Zu seiner Berechnung entnimmt man aus Bild 2.1 die Beziehungen

$$I_a = -\frac{U_N}{R_g} ,$$

$$U_N = U_e - U_D = U_e - \frac{U_a}{A_O} ,$$

$$U_a = U_N + U_L$$

und erhält:

$$I_a = -\frac{U_e}{R_g \left(1 + \frac{1}{A_O}\right)} + \frac{U_L}{R_g (1 + A_O)} . \quad (2.1)$$

Daraus ergibt sich

$$y_{22} = \frac{1}{R_g (1 + A_O)} \approx \frac{1}{A_O R_g} . \quad (2.2)$$

Mit einer Leerlaufverstärkung von 10^5 und einem Gegenkopplungswiderstand von 1 k Ω kann man demnach einen Ausgangsleitwert von 10^{-8} S erreichen.

Bei höheren Frequenzen wird y_{22} komplex, da die Grenzfrequenz der Leerlaufverstärkung integrierter, phasenkompensierter Operationsverstärker sehr niedrig liegt (typischer Wert: 10 Hz). Infolge der normalerweise vorgenommenen Phasenkompensation mit einem Verstärkungsabfall von 6 dB/Ok-tave kann man den Frequenzgang der Verstärkung mit

$$\underline{A}(j\omega) = \frac{A_0}{1 + \frac{j\omega}{\omega_g}} \quad (2.3)$$

beschreiben. Damit folgt aus Gl. (2.2):

$$y_{22} = \frac{1 + \frac{j\omega}{\omega_g}}{A_0 R_g} = \frac{1}{A_0 R_g} + \frac{j\omega}{A_0 R_g \omega_g} \quad (2.4)$$

Diese Admittanz läßt sich deuten als Parallelschaltung eines ohmschen Widerstandes und eines Kondensators mit der Ersatzkapazität

$$C_A = \frac{1}{A_0 R_g \omega_g} \quad .$$

Für das obengenannte Zahlenbeispiel ergibt sich ein Wert von 160 pF. Wie man aus Gl. (2.4) ersieht, ist die Grenzfrequenz der Ausgangsadmittanz identisch mit der Verstärkungsgrenzfrequenz des Operationsverstärkers.

Vom Standpunkt der elektrischen Daten her gesehen wäre die gesteuerte Stromquelle in Bild 2.1 für viele Anwendungszwecke geeignet. Sie besitzt jedoch einen großen schaltungstechnischen Nachteil: Der an den Klemmen 1 und 2 angeschlossene Verbraucher darf nicht einseitig an festes Potential angeschlossen werden, da sonst entweder der Verstärkerausgang oder der Strom-Meßwiderstand R_g kurzgeschlossen wird. Abhilfe läßt sich bei dieser Schaltung nur durch den Betrieb mit einer separaten erdfreien Stromver-

sorgung schaffen. Diese Methode ist wegen des hohen Aufwandes jedoch nur in Einzelfällen anwendbar.

Außerdem müßte dann die Steuerspannung U_e potentialfrei, z.B. über einen Optokoppler, eingespeist werden. Bei höheren Frequenzen entstehen zusätzliche Fehler durch die beträchtliche Schaltkapazität der Stromversorgung nach Masse.

2.2 UI-Konverter für geerdeten Verbraucher und geerdete Steuerspannungsquelle

Es sind einige Gegenkopplungsschaltungen für Operationsverstärker bekannt, die es ermöglichen, einem geerdeten Verbraucher einen Strom einzuprägen, der proportional zur Eingangsspannung ist. Dabei kann der Ausgangsstrom sowohl positives als auch negatives Vorzeichen annehmen. Solche Schaltungen werden als bipolare UI-Konverter bezeichnet. Allerdings ist der Ausgangsleitwert dieser Anordnungen nicht besonders niedrig, da er als Differenz großer Größen entsteht [10]. Um gute Werte zu erreichen, müssen die Gegenkopplungswiderstände sehr genau dimensioniert werden, und ihre Werte dürfen sich auch bei Temperaturschwankungen nur minimal ändern. Als Beispiel sei die Schaltung in Bild 2.2 genannt, die auf der Verwendung eines INIC beruht.

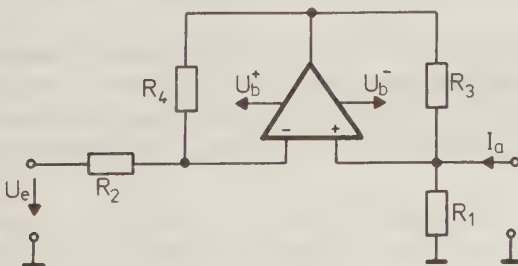


Bild 2.2 Herkömmlicher bipolarer UI-Konverter

Der Kurzschlußstrom lautet bei idealisiertem Verstärker

$$I_{ak} = U_e \cdot \frac{R_4}{R_2 R_3} \quad .$$

Für den Ausgangsleitwert ergibt sich

$$Y_{22} = \frac{R_2 R_3 - R_1 R_4}{R_1 R_2 R_3} \quad .$$

Daraus folgt die Abgleichbedingung

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{R_4}{R_3} \quad .$$

Bei nichtidealem Abgleich

$$\frac{R_2}{R_1} = (1 + \epsilon) \frac{R_4}{R_3}$$

erhält man für den Ausgangsleitwert

$$Y_{22} = \frac{(1 + \epsilon) \frac{R_1 R_4}{R_2 R_3} - \frac{R_1 R_4}{R_2 R_3}}{\frac{R_1 R_4}{R_2 R_3}} = \frac{\epsilon R_4}{R_2 R_3} = \frac{\epsilon I_{ak}}{U_e} \quad . \quad (2.5)$$

Soll eine Eingangsspannung $U_e = 10 \text{ V}$ einen Ausgangsstrom von 10 mA bewirken, ergibt sich bei einer Paarungstoleranz von 1% der beträchtliche Ausgangsleitwert von 10 nS , selbst bei als ideal angenommenen Verstärkerdaten.

Zu berücksichtigen ist außerdem, daß sich der Ausgangswiderstand der Signalspannungsquelle zu R_2 addiert. Er geht also in den Abgleich mit ein. Ist er nicht sehr gut konstant, muß noch ein Impedanzwandler vor den Eingang geschaltet werden.

2.3 Subtrahierschaltungen

Ganz ähnliche Probleme treten auf, wenn man mit Operationsverstärkern die Differenz zweier Eingangsspannungen bilden will. Eine hierfür gebräuchliche Schaltung ist in Bild 2.3 dargestellt.

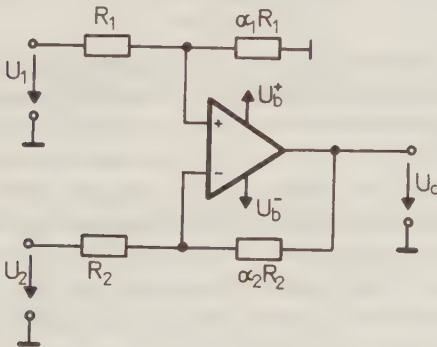


Bild 2.3 Herkömmliche Subtrahierschaltung,
 $U_a = \alpha(U_1 - U_2)$ für $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$.

Nach [11] ergibt sich die Gleichtaktunterdrückung bei idealem Verstärker zu $G = (1 + \alpha)\alpha/\Delta\alpha$. Sie erreicht also nur dann hohe Werte, wenn die beiden Widerstandsverhältnisse α_1 und α_2 sehr genau übereinstimmen. Bei Verwendung von 1%-igen Widerständen erhält man bei einer Differenzverstärkung von $\alpha = 1$ nur eine Gleichtaktunterdrückung von 46 dB, während der Operationsverstärker selbst normalerweise eine Gleichtaktunterdrückung von 90 bis 100 dB aufweist.

Zu beachten ist, daß wie schon bei der Schaltung in Bild 2.2 der Ausgangswiderstand der Steuerspannungsquellen in den

Abgleich eingeht. Ist er nicht sehr gut konstant, benötigt man je einen Impedanzwandler vor den Eingängen.

Das Auftreten von Phasenverschiebungen bewirkt eine Abnahme der Gleichtaktunterdrückung, die sich auch durch Abgleich der Widerstandsverhältnisse nicht beseitigen läßt. Dieser Effekt macht sich bereits bei Frequenzen um 100 Hz bemerkbar.

Um die oben erwähnte Notwendigkeit der genauen Widerstandspaarung zu umgehen und damit die Voraussetzung für die vollständige Integrierbarkeit zu schaffen, wurden Subtrahierschaltungen entwickelt, die stromgegegengekoppelte Differenzverstärker mit Regelschaltungen zur Erhöhung der Genauigkeit kombinieren [12, 13]. Trotz des sehr hohen schaltungstechnischen Aufwandes wurde mit dieser Methode bis jetzt nur eine Gleichtaktunterdrückung von ca. 70 dB bei Differenzverstärkung 1 erreicht [14]. Auch bei diesem Verfahren sinkt die Gleichtaktunterdrückung bei Frequenzen um 100 Hz schon stark ab.

2.4 UI-Konverter ohne Widerstandspaarung

Kombiniert man einen Feldeffekttransistor wie in Bild 2.4 mit einem Operationsverstärker, erhält man einen genauen UI-Konverter, der ohne Widerstandspaarung einen sehr niedrigen Ausgangsleitwert aufweist [15, 16, 17].

Die Schaltung ist eng verwandt mit der Stromquelle in Bild 2.1. Es wurde lediglich die Gate-Source-Strecke des Feldeffekttransistors als Verbraucher eingesetzt. Über die geschlossene Gegenkopplungsschleife stellt sich die Ausgangsspannung U_a des Operationsverstärkers so ein, daß $U_D = 0$, d. h. $U_N = U_e$ wird. Für den Sourcestrom des FET's erhält

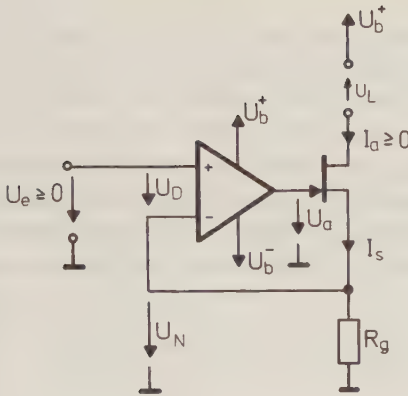


Bild 2.4 Unipolarer UI-Konverter mit sehr niedrigem Ausgangsleitwert

man also

$$I_S = \frac{U_e}{R_g} ,$$

wenn $U_e \geq 0$ und $A_O \gg 1$ ist.

Dieser Strom kann bis auf Null geregelt werden, wenn die Ausgangsspannung des Operationsverstärkers genügend große negative Werte annehmen kann, um den FET ganz zu sperren, d. h. wenn die negative Betriebsspannung genügend groß gewählt wird. An dieser Stelle wird aber auch die Einschränkung gegenüber der Stromquelle in Bild 2.1 sichtbar: Der Sourcestrom kann nicht negativ werden; es handelt sich also um eine unipolare Quelle.

Zur Ermittlung des Ausgangsstromes macht man nun von der Tatsache Gebrauch, daß der Gate-Sperrstrom eines FET's außerordentlich klein (< 10 pA) ist. Also gilt mit hoher

Genauigkeit

$$I_a = I_S = \frac{U_e}{R_g} \quad \text{für } U_e \geq 0.$$

Ein Vorteil gegenüber der Schaltung in Bild 2.1 besteht darin, daß der Verbraucher mit einer Klemme am konstantem Potential angeschlossen ist. Außerdem wird der Ausgangsleitwert der Quelle durch den FET noch weiter verkleinert. Es gilt

$$y_{22} = \left. \frac{\partial I_a}{\partial U_L} \right|_{U_e = \text{const}} = \frac{1}{r_{DS} (1 + A_O S R_g)} \quad (2.6)$$

Darin bedeuten

r_{DS} : Kehrwert des FET-Ausgangsleitwertes in Sourceschaltung,

S : Vorwärtsteilheit des FET in Sourceschaltung.

Bei dem integrierten Operationsverstärker vom Typ 741 beträgt die Leerlaufverstärkung bis 10 Hz $A_O \approx 10^5$. Der Sperrschicht-FET BF 256 besitzt bei 10 mA Drainstrom die typischen Daten $S = 7 \text{ mA/V}$ und $r_{DS} = 20 \text{ k}\Omega$. Wählt man $R_g = 1 \text{ k}\Omega$, kann man mit $U_e = 0 \dots 10 \text{ V}$ Ströme bis 10 mA bei dem extrem niedrigen Ausgangsleitwert von

$$y_{22} = \frac{1}{20 \text{ k}\Omega (1 + 10^5 \cdot 7 \frac{\text{mA}}{\text{V}} \cdot 1 \text{ k}\Omega)} = 7 \cdot 10^{-11} \text{ S}$$

entnehmen.

Ändert man U_L mit einer Frequenz über 10 Hz, muß die Frequenzabhängigkeit von A berücksichtigt werden. Dann wird y_{22} komplex. Mit Gl. (2.3) folgt aus Gl. (2.6):

$$\frac{1}{y_{22}} = r_{DS} + \frac{1}{\frac{1}{r_{DS} A_O S R_g} + \frac{j\omega}{r_{DS} A_O S R_g \omega_g}} \quad (2.7)$$

Diese Gleichung führt auf die ausgangsseitige Ersatzschaltung in Bild 2.5 mit den Zahlenwerten für das obengenannte Beispiel. Dabei wurde mit C_S noch zusätzlich die Sperrschichtkapazität des FET aufgenommen.

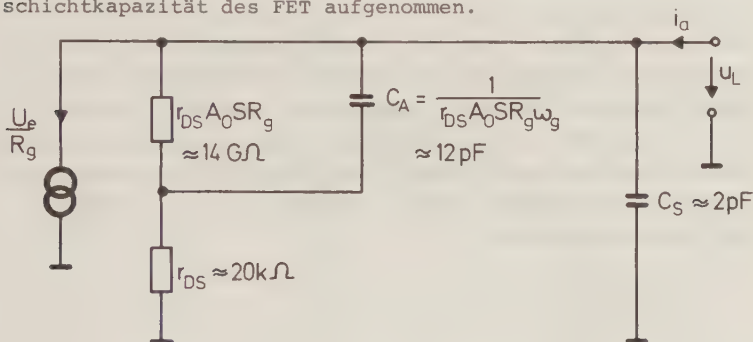


Bild 2.5 Ausgangsseitige Ersatzschaltung für die gesteuerte Stromquelle in Bild 2.4

Bei größeren Ausgangsströmen kann man den FET durch eine Darlington-Schaltung aus FET und Leistungstransistor wie in Bild 2.6 ersetzen.

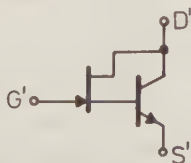


Bild 2.6 Darlington-Schaltung aus FET und Bipolar-Transistor für größere Ausgangsströme

Der Niederfrequenz-Ausgangsleitwert ergibt sich dann zu

$$y_{22} = \frac{1}{(r_{CE} \parallel \frac{r_{DS}}{\beta}) (1 + A_0 \beta S R_g)} \approx \frac{1}{r_{DS} A_0 S R_g} ; \quad (2.8)$$

er bleibt also praktisch unverändert. Allerdings ist zu

berücksichtigen, daß natürlich R_g entsprechend niederohmiger dimensioniert werden muß, wenn man größere Ausgangsströme abgeben will.

Wie schon erwähnt, gilt für diese Stromquelle die Einschränkung, daß sie nur unipolare Ausgangsströme liefern kann. Die Erweiterung zur bipolaren Stromquelle kann z.B. dadurch geschehen, daß man einen entgegengesetzt gerichteten Konstantstrom addiert. Dazu dient die zweite Stromquelle mit dem p-Kanal-FET T_2 in Bild 2.7. Sie liefert den konstanten Strom

$$I_2 = \frac{U_b^+}{2 R_{g2}} .$$

Vor die gesteuerte Stromquelle nach Bild 2.4 wurde ein Spannungsteiler aus den Widerständen R_1 geschaltet, der die nötige negative Potentialverschiebung besorgt. Dadurch geht allerdings der Vorteil des hohen Eingangswiderstandes verloren.

Für den Ausgangsstrom ergibt sich mit $A_0 \gg 1$ die Beziehung

$$I_a = - \frac{U_b^+}{2 R_{g2}} + \frac{U_e - U_b^-}{2 R_{g1}} = \frac{U_e}{R_g} ,$$

wenn $|U_b^-| = U_b^+$ und $R_{g1} = R_{g2} = \frac{1}{2} R_g$ ist. Dabei sind jetzt beide Vorzeichen für U_e zugelassen. Durch die wechselstrommäßige Parallelschaltung der beiden Stromquellen vergrößert sich der Ausgangsleitwert gegenüber Gl. (2.6) bzw. (2.7) um den Faktor 2.

Der Nachteil dieser Schaltung besteht darin, daß der Konstantstrom I_2 gleich dem maximalen Ausgangsstrom gewählt werden muß. Dadurch ergibt sich ein schlechter Wirkungsgrad und eine sehr schlechte Nullpunktstabilität, die im

gibt; d. h. man muß eine Schaltung finden, bei der der Ruhestrom durch die Endstufe klein gegenüber dem maximalen Ausgangsstrom gewählt werden kann (AB-Betrieb). Dann erhält man außerdem einen wesentlich besseren Wirkungsgrad. Diese Gesichtspunkte wurden bei der folgenden, neu entwickelten Schaltung berücksichtigt.

2.5 Neuer UI-Konverter mit Differenzeingang

Der U_D I-Konverter in Bild 2.8 übersetzt eine Eingangspotentialdifferenz $U_D = U_P - U_N$ beliebiger Polarität in einen dazu proportionalen Ausgangsstrom I_a . Als Endstufe werden ebenfalls zwei komplementäre Stromquellen wie in Bild 2.7 verwendet, da sie bezüglich des Ausgangsleitwertes kaum Wünsche offenlassen. Sie werden jedoch nicht spannungs- sondern stromgesteuert, so daß mit hoher Präzision gilt:

$$\begin{aligned} I_2 &= \frac{U_2}{R_2} = \frac{R_1}{R_2} I_5, \\ I_1 &= \frac{U_1}{R_2'} = \frac{R_1'}{R_2'} I_4. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Man erkennt, daß infolge der Stromansteuerung der Einfluß der Betriebsspannung auf die Teilströme I_1 und I_2 eliminiert wird. Dies ist ein wesentlicher Unterschied zur vorhergehenden Schaltung.

Mit der Symmetrie-Abgleichbedingung

$$\frac{R_1'}{R_2'} = \frac{R_1}{R_2} \quad (2.10)$$

wird

$$I_a = I_1 - I_2 = \frac{R_1}{R_2} (I_4 - I_5). \quad (2.11)$$

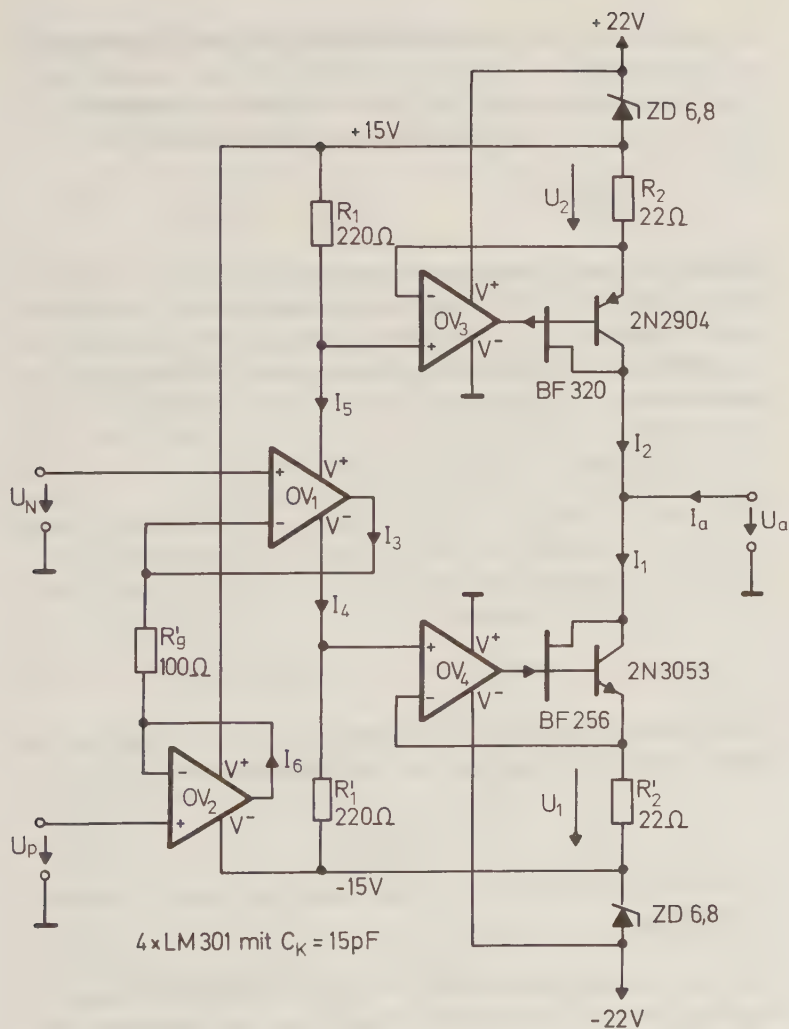


Bild 2.8 Neuer bipolarer U_D -I-Konverter

Zur Ansteuerung der Endstufe dienen die Operationsverstärker OV1 und OV2, die beide als Spannungsfolger geschaltet sind. An dem Widerstand R_g tritt demnach die Spannung $U_D = U_P - U_N$ auf. Der Ausgangsstrom von OV1 wird also

$$I_3 = - \frac{U_D}{R_g} . \quad (2.12)$$

Die Weiterleitung des Signals geschieht ungewöhnlicherweise über die Betriebsspannungsanschlüsse von OV1. Dabei wird von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß man den Operationsverstärker als Stromknoten auffassen kann, für den nach der Knotenregel

$$\sum_v I_v = 0$$

gelten muß. Da man die Eingangsströme vernachlässigen kann und ein Masseanschluß in aller Regel nicht vorhanden ist, ergibt sich mit den Zählpfeilen in Bild 2.8 mit sehr guter Genauigkeit die Beziehung

$$I_5 - I_4 - I_3 = 0 . \quad (2.13)$$

Durch Einsetzen von Gl. (2.13) und Gl. (2.12) in Gl. (2.11) ergibt sich der Ausgangsstrom des Konverters zu

$$I_a = - \frac{R_1}{R_2} I_3 = + \frac{R_1}{R_2 R_g} (U_P - U_N) ; \quad (2.14)$$

er ist also proportional zur Differenz der beiden Eingangspotentiale.

Will man von der Möglichkeit der Differenzbildung keinen Gebrauch machen, kann man den Verstärker OV2 weglassen und den Widerstand R_g stattdessen an Nullpotential anschließen.

2.5.1 Einfluß der Abgleichbedingung

Der Gegentakt-AB-Betrieb bringt es mit sich, daß die Differenzsteilheit

$$S_D = \left. \frac{\partial I_a}{\partial U_D} \right|_{U_a = \text{const}}$$

für die positive und die negative Stromhalbwelle getrennt durch die Widerstandsverhältnisse R_1/R_2 und R_1'/R_2' beeinflusst wird. Wenn die Abgleichbedingung Gl. (2.10) nur unvollkommen erfüllt ist, treten nichtlineare Verzerrungen und ein Offsetstrom auf. Allerdings geht die Paarungstoleranz nur linear, also relativ unkritisch in diese Parameter ein: Zur Berechnung des auftretenden Klirrfaktors kann man bei sinusförmiger Differenzspannung u_D für den Ausgangsstrom schreiben:

$$i_a = \begin{cases} \hat{I} \sin \omega t & \text{für } i_a \geq 0 \\ \hat{I} (1 + \xi) \sin \omega t & \text{für } i_a \leq 0 \end{cases}$$

Darin ist $\xi = \Delta\alpha/\alpha$ die relative Paarungstoleranz der beiden Widerstandsverhältnisse. Die Fourierreihenentwicklung bis zur dreifachen Grundfrequenz ergibt

$$i_a = \hat{I} \left[-\frac{2\xi}{\pi} + \left(1 + \frac{\xi}{2}\right) \sin \omega t + \frac{2\xi}{3\pi} \cos 2\omega t + 0 \cdot \sin 3\omega t + \dots \right]$$

Unter Vernachlässigung der höheren Oberwellen erhält man damit näherungsweise den Klirrfaktor

$$K \approx \frac{2\xi}{3\pi \left(1 + \frac{\xi}{2}\right)} \approx \frac{2\xi}{3\pi} \quad (2.15)$$

Eine Abgleichgenauigkeit von 1 % hat demnach einen Klirrfaktor von 0,2 % zur Folge. Dabei sind jedoch die nichtli-

nearen Effekte der realen Verstärker noch unberücksichtigt.

Da die Subtraktion der Eingangspotentiale bereits durch die beiden Eingangsverstärker OV1 und OV2 vorgenommen wird, hat die Paarungstoleranz der Widerstandsverhältnisse keinen Einfluß auf die Gleichtaktunterdrückung.

2.5.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Schaltung nach Bild 2.8 wurde mit dem integrierten Operationsverstärker LM 301 realisiert. Sein Ruhestrom beträgt etwa 1,5 mA. Bei der angegebenen Dimensionierung fließt deshalb durch die Endstufe ein Ruhestrom von nur 15 mA, während der maximale Ausgangsstrom ± 150 mA beträgt. Dadurch ergibt sich ein wesentlich besserer Wirkungsgrad als bei der Schaltung nach Bild 2.7. Wegen des kleineren Ruhestromes wirkt sich die Drift der Widerstände R_1 , R_2 und R_1' , R_2' nur noch gering auf die Stabilität des Nullpunktes aus: Die Messung der Drift des Ausgangsoffsetstromes ergab einen Wert von $0,8 \mu\text{A/K}$. Dies entspricht, auf den Eingang bezogen, einer Offsetspannungsdrift von $8 \mu\text{V/K}$.

Der im nS-Gebiet liegende Ausgangsleitwert konnte meßtechnisch nicht mehr erfaßt werden, da die Auflösung durch Drift und Rauschen begrenzt wird.

Bei optimaler Phasenkompensation der Operationsverstärker ($C_k = 15$ pF) wurde für die Differenzsteilheit S_D eine Kleinsignalbandbreite ($\hat{I}_a = 10$ mA) von 400 kHz erreicht und eine Großsignalbandbreite ($\hat{I}_a = 100$ mA) von 50 kHz.

Besonders interessant ist der Frequenzgang der Gleichtaktunterdrückung. Bei kurzgeschlossenem Ausgang gilt für den Ausgangsstrom der gesteuerten Stromquelle bei hinreichend niedrigen Frequenzen die Beziehung

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_D} \cdot dU_D + \frac{\partial I_a}{\partial U_{G1}} \cdot dU_{G1} \quad , \quad \begin{matrix} U_{G1} = \text{const} \\ U_D = \text{const} \end{matrix}$$

$$dI_a = S_D \cdot dU_D + S_{G1} \cdot dU_{G1} \quad . \quad (2.16)$$

Darin bedeutet

$U_{G1} = \frac{1}{2} (U_{e1} + U_{e2})$ die Gleichakteingangsspannung,

$S_D = \partial I_a / \partial U_D$ die Differenzsteilheit und

$S_{G1} = \partial I_a / \partial U_{G1}$ die Gleichtaktsteilheit.

Aus Gl. (2.16) folgt

$$dI_a = S_D (dU_D + \frac{1}{G} dU_{G1}) \quad . \quad (2.17)$$

Darin ist $G = S_D / S_{G1}$ die Gleichtaktunterdrückung. Bei höheren Frequenzen gilt analog zu Gl. (2.17):

$$\underline{I}_a = \underline{S}_D (\underline{U}_D + \frac{1}{\underline{G}} \underline{U}_{G1}) \quad . \quad (2.18)$$

Unter der Gleichtaktunterdrückung G wird dann der Betrag

$$G = \left| \underline{G} \right| = \frac{\left| \underline{S}_D \right|}{\left| \underline{S}_{G1} \right|} = \frac{(\hat{I}_a / \hat{U}_D) \Big|_{\underline{U}_{G1} = 0}}{(\hat{I}_a / \hat{U}_{G1}) \Big|_{\underline{U}_D = 0}} \quad (2.19)$$

verstanden. Er wurde durch Messung von $\left| \underline{S}_D \right|$ und $\left| \underline{S}_{G1} \right|$ ermittelt. Das Ergebnis ist in Bild 2.9 aufgezeichnet.

Die Größe der Gleichtaktunterdrückung hängt davon ab, wie genau die Spannungsverstärkung der beiden Spannungsfolger OV1 und OV2 übereinstimmt. Die Übereinstimmung ist umso besser, je höher die Leerlaufverstärkung und Gleichtaktunterdrückung der beiden Verstärker ist und je kleiner die Differenzen bei diesen Parametern sind. Der in Bild 2.9 eingetragene Niederfrequenzwert von 108 dB wurde durch Paar-

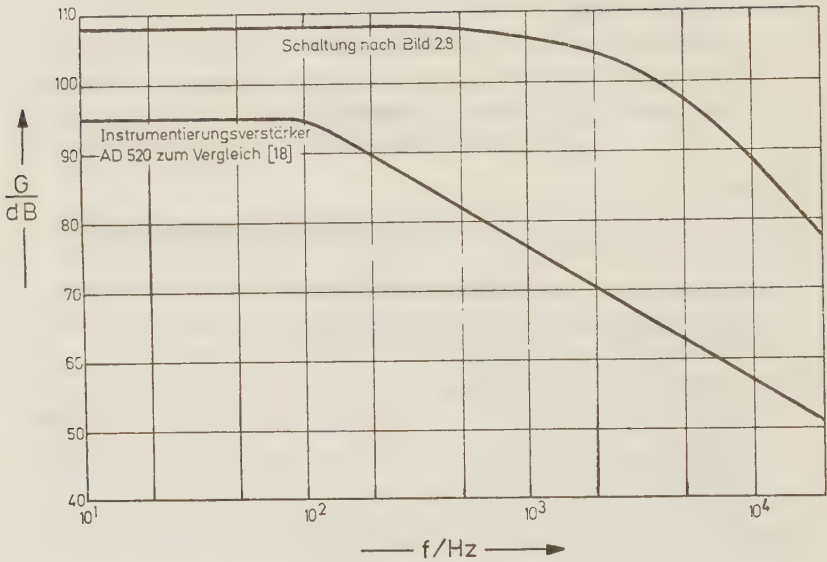


Bild 2.9 Frequenzgang der Gleichtaktunterdrückung

bildung aus einem Vorrat von 6 Operationsverstärkern erreicht.

Besonders bemerkenswert ist die hohe Gleichtaktunterdrückung von 88 dB bei 10 kHz. Um diesen Wert zu erreichen, war ein geringfügiges Nachgleichen der Phasenkompensations-Kapazität C_k erforderlich.

Um diese Paarbildung zu umgehen, wäre es günstig, für OV1 und OV2 einen Doppel-Operationsverstärker zu verwenden. Leider kommen die auf dem Markt befindlichen Bauelemente für diesen Zweck nicht in Frage, da bei ihnen die Betriebsspannungsanschlüsse intern miteinander verbunden sind.

2.5.3 Erweiterung zur schwimmenden Stromquelle

Gemäß Bild 2.10 ist es möglich, eine schwimmende Stromquelle mit Hilfe von zwei gegensinnig gesteuerten, geerdeten Stromquellen zu realisieren.

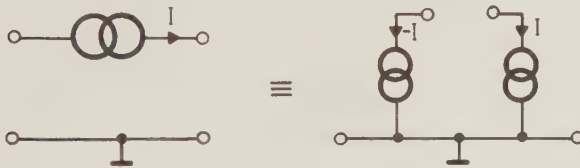


Bild 2.10 Realisierung einer schwimmenden Stromquelle durch zwei geerdete Stromquellen

Dabei sollte der Betrag der beiden Ströme möglichst genau übereinstimmen, da sonst ein störender Differenzstrom nach Masse abfließen muß.

Die Schaltung in Bild 2.8 ist besonders gut zur Realisierung einer schwimmenden Stromquelle nach diesem Verfahren geeignet, da sie zu diesem Zweck nicht zweimal vollständig aufgebaut werden muß: Der Ausgangsstrom des Operationsverstärkers OV2 beträgt nämlich

$$I_6 = - I_3 .$$

Man kann nun in die Betriebsspannungsleitungen von OV2 je einen Widerstand R_1 bzw. R_1' legen und daran wie bei OV1 eine identische Ausgangsstufe anschließen. Ihr Ausgangsstrom beträgt dann nach Gl. (2.14)

$$I_{a'} = - \frac{R_1}{R_2} I_6 = + \frac{R_1}{R_2 R_g} (U_N - U_P) = - I_a .$$

Die vollständige Schaltung ist in Bild 2.11 dargestellt. Die Symmetrie der beiden Quellen ist natürlich nie vollkommen. Deshalb muß von den Anschlußklemmen ein Gleichstrompfad nach Masse führen, über den der Offsetstrom abfließen kann. Er kann umso hochohmiger sein, je besser die Symmetrie ist.

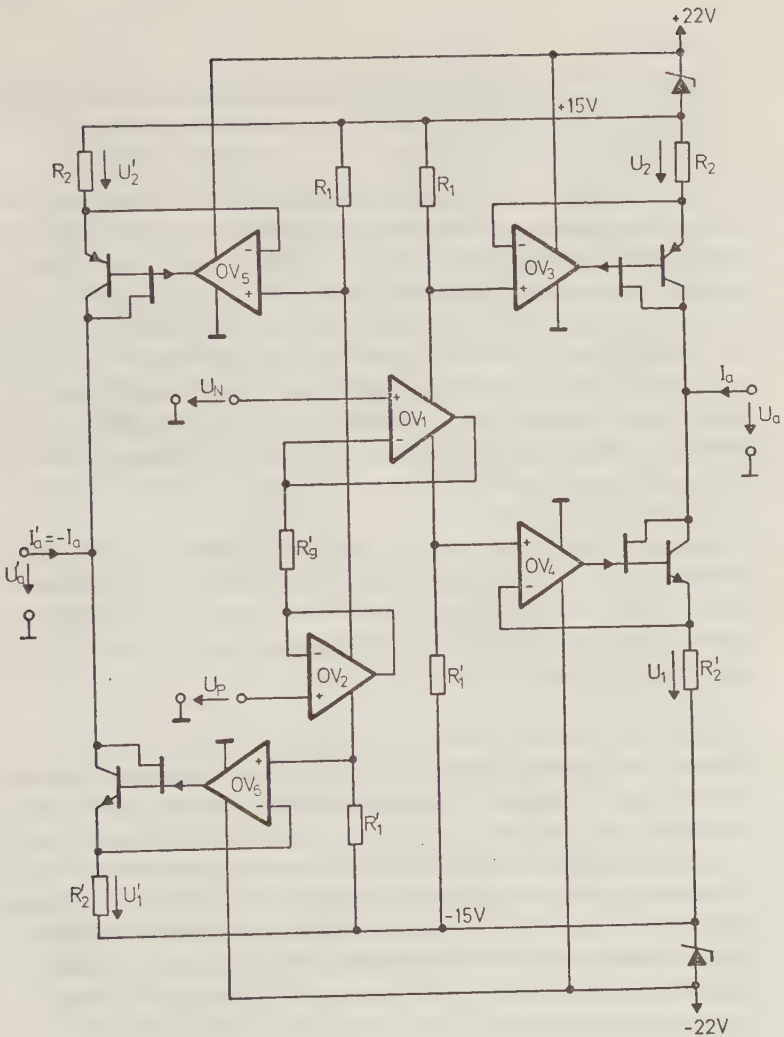


Bild 2.11 Bipolarer U - I -Konverter mit zwei gegenphasigen Ausgängen

3. Realisierung einer schnellen spannungsgesteuerten Strom- quelle mit komplementären Feldeffekttransistoren *

Die in Abschnitt 2.5 beschriebene spannungsgesteuerte Stromquelle mit Operationsverstärkern zeichnet sich dadurch aus, daß ihre Differenzsteilheit S_D mit hoher Genauigkeit durch externe Widerstände programmierbar ist. Diese Eigenschaft ergibt sich aus der hohen Leerlaufverstärkung der Operationsverstärker. Allerdings reicht die Bandbreite der Schaltung für manche Anwendungen nicht aus. Wie im nächsten Kapitel noch gezeigt wird, erfordert z. B. der Einsatz in Gy ratoren hoher Güte Grenzfrequenzen, die um einige Zehnerpotenzen höher liegen.

Diese Forderung läßt sich nur erfüllen, wenn man die Stufenzahl der Verstärker auf ein Minimum reduziert. Dadurch ergibt sich auf der anderen Seite ein stärkerer Einfluß der nichtlinearen und temperaturabhängigen Halbleiterparameter auf die Daten der Schaltung.

Mit der Stromquelle in Bild 3.1 wurde eine Konfiguration gefunden, die sich trotz der erheblichen Vereinfachung durch eine tragbare Einbuße bezüglich Drift und Linearität auszeichnet. Um eine hohe Bandbreite zu erzielen, wurden die vier Operationsverstärker in Bild 2.8 auf jeweils zwei Feldeffekttransistoren reduziert. Dadurch entstand als Eingangsstufe ein neuartiger, gegengekoppelter Differenzverstärker aus den Feldeffekttransistoren $T_{1a,b}$ und $T_{2a,b}$, der sich gegenüber anderen Schaltungen durch folgende Eigenschaften auszeichnet:

* Die wesentlichsten Ergebnisse dieses Kapitels wurden mit freundlicher Genehmigung des Dekans des Fachbereichs Ingenieurwissenschaften in [19] veröffentlicht.

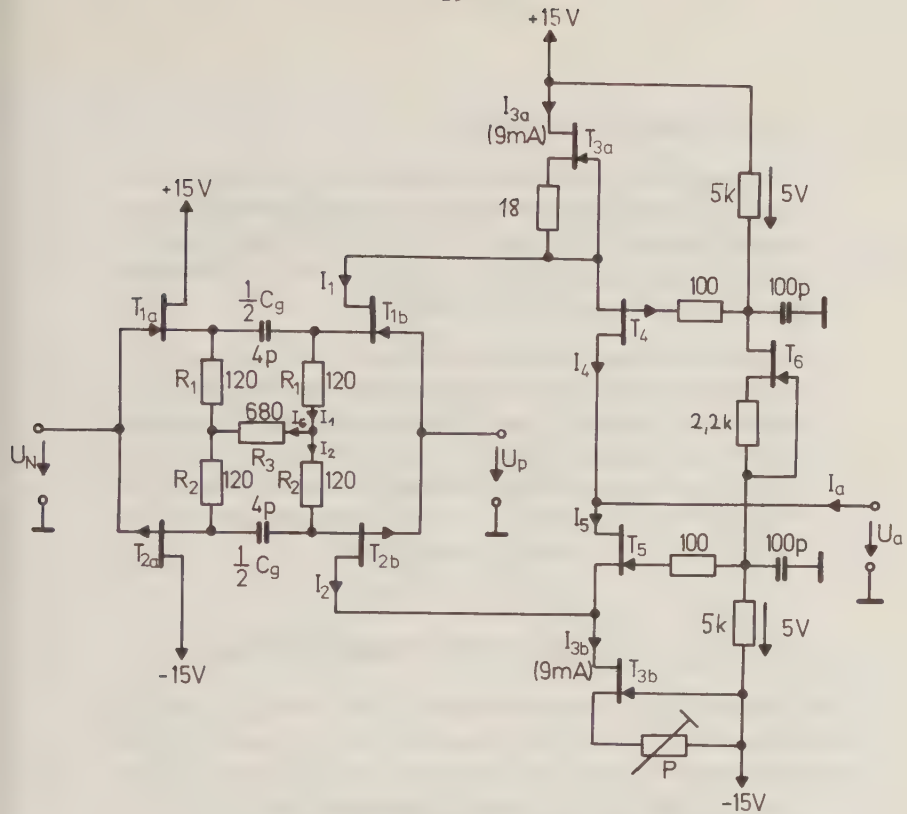


Bild 3.1 Neue spannungsgesteuerte Breitband-Stromquelle

1. Er besitzt zwei gegenphasige Stromquellenausgänge. Der eine arbeitet mit positivem Ausgangspotential, der andere mit negativem. Dadurch wird die direkte Ansteuerung einer Gegentakt-Endstufe ermöglicht. Andere bipolare gesteuerte Stromquellen (sie werden auch als "transconductance amplifier" bezeichnet) benötigen dazu einen zusätzlichen Stromspiegel [20].
2. Die Verwendung von selbstleitenden FET's ergibt einen hohen Eingangswiderstand und ermöglicht gleichzeitig eine besonders einfache Arbeitspunkteinstellung mit Hil-

fe der Widerstände R_1 und R_2 .

3. Es wird keine gemeinsame Konstantstromquelle benötigt, deren mit zunehmender Frequenz zunehmende Ausgangs-Admittanz bei den bekannten Differenzverstärkern einen wesentlichen Einfluß auf die relativ geringe Bandbreite der Gleichtaktunterdrückung besitzt.
4. Um eine niedrige Offsetspannungsdrift und eine hohe Gleichtaktunterdrückung zu erreichen, brauchen lediglich die mit Index a und b bezeichneten FET's desselben Leitfähigkeitstypes gepaart zu werden. Diese Eigenschaft ist vom technologischen Standpunkt aus sehr wichtig, da komplementäre Transistoren nur mit mäßigen Gleichlauf-eigenschaften hergestellt werden können.

3.1 Untersuchung des Eingangs-Differenzverstärkers

Zur Berechnung des interessierenden Querstromes I_G kann man davon ausgehen, daß die Eingangs-FET's $T_{1a,b}$ und $T_{2a,b}$ als Sourcefolger arbeiten. Sie besitzen demnach in bezug auf die Source-Elektrode die Leerlaufspannungsverstärkung

$$k = \frac{1}{1 + \frac{1}{S r_{DS}}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\mu}} \approx 1 - \frac{1}{\mu} \approx 1 \quad (3.1)$$

und den Ausgangswiderstand $1/S$. Die Größe $\mu = S r_{DS}$ wurde aus der Röhrenschaltungstechnik übernommen und bedeutet die Leerlaufverstärkung eines FET's in Sourceschaltung, d. h. die Spannungsverstärkung bei unendlich großem Arbeitswiderstand.

Damit kann man für den Differenzverstärker die linearisierte Ersatzschaltung in Bild 3.2 angeben, wobei die Kondensatoren $\frac{1}{2} C_g$ zunächst unberücksichtigt bleiben sollen.

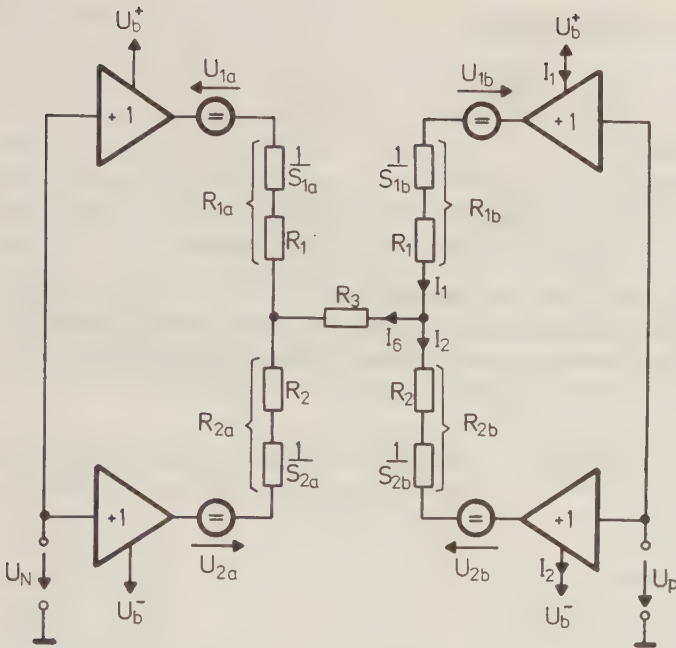


Bild 3.2 Linearisiertes Ersatzschaltbild für den Eingangs-Differenzverstärker in Bild 3.1

Die Spannungsquellen $U_{1a,b}$ und $U_{2a,b}$ repräsentieren die Gate-Source-Spannungen der Eingangs-FET's im Arbeitspunkt. Aus der in Bild 3.6 dargestellten Eingangskennlinie kann man entnehmen, daß sie bei einem Drainstrom von 4,5 mA etwa 1,2 V betragen.

Die Knotenanalyse liefert

$$I_6 = \frac{U_P - U_N + U_O}{\frac{R_{1b} R_{2b}}{R_{1b} + R_{2b}} + \frac{R_{1a} R_{2a}}{R_{1a} + R_{2a}} + R_3} \quad (3.2)$$

mit der Offsetspannung

$$U_O = U_{1b} \frac{R_{2b}}{R_{1b} + R_{2b}} - U_{1a} \frac{R_{2a}}{R_{1a} + R_{2a}} + U_{2a} \frac{R_{1a}}{R_{1a} + R_{2a}} - U_{2b} \frac{R_{1b}}{R_{1b} + R_{2b}} \quad (3.3)$$

Man erkennt, daß zur Kompensation der Offsetspannung verschiedene Paarungsmöglichkeiten in Frage kommen. Technologisch am besten zu realisieren ist die Paarung gleicher Leitfähigkeitstypen. Sie führt auf $U_O = 0$ für:

$$\begin{aligned} U_{1a} &= U_{1b} & R_{1a} &= R_{1b} \\ U_{2a} &= U_{2b} & R_{2a} &= R_{2b} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Damit wird

$$I_6 = \frac{U_P - U_N}{R_g} \quad (3.5)$$

mit

$$\begin{aligned} R_g &= R_3 + 2 \frac{R_{1a} R_{2a}}{R_{1a} + R_{2a}} \\ &= R_3 + 2 \left[\left(\frac{1}{S_1} + R_1 \right) \parallel \left(\frac{1}{S_2} + R_2 \right) \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

In Gl. (3.2) tritt nur die Differenz $U_D = U_P - U_N$ auf. Das bedeutet, daß sich bei reiner Gleichtaktaussteuerung $U_P = U_N = U_{G1}$ der Querstrom I_6 nicht ändert. Dies entspricht einer unendlich großen Gleichtaktunterdrückung auch bei unsymmetrischem Netzwerk. In Wirklichkeit mißt man jedoch einen endlichen Wert. Die Ursache dafür ist darin zu sehen, daß die Spannungsverstärkung der Spannungsfolger nicht exakt gleich Eins ist, sondern nach Gl. (3.1) den etwas niedri-

geren Wert

$$k_i \approx 1 - \frac{1}{\mu_i}$$

besitzt. Verschiedene Werte von μ_i führen zu einer endlichen Gleichtaktunterdrückung. Zu ihrer Berechnung setzt man in Bild 3.2 $U_P = U_N = U_{G1}$. Zur Vereinfachung der Rechnung sei ohne Beschränkung der Allgemeinheit die Offset-Abgleichbedingung Gl. (3.4) als erfüllt angenommen. Damit ergibt sich

$$I_6 = \frac{R_{2a}(k_{1b} - k_{1a}) + R_{1a}(k_{2b} - k_{2a})}{R_3(R_{1a} + R_{2a}) + 2 R_{1a} R_{2a}} \cdot U_{G1} \quad (3.7)$$

Man erkennt, daß I_6 für beliebige Werte von R_{1a} und R_{2a} verschwindet, wenn die Paarungsbedingung

$$k_{1b} - k_{1a} = 0,$$

$$k_{2b} - k_{2a} = 0$$

erfüllt ist. Es brauchen also lediglich die Transistoren desselben Leitfähigkeitstyps gepaart zu sein. Zur Berechnung der Gleichtaktunterdrückung sei die Annahme gemacht, daß die beiden Paarungsdifferenzen ungünstigerweise das gleiche Vorzeichen besitzen und außerdem näherungsweise gleich groß seien. Es soll also gelten:

$$k_{1b} - k_{1a} \approx k_{2b} - k_{2a} \approx k_b - k_a.$$

Damit folgt aus Gl. (3.7)

$$I_6 = \frac{k_b - k_a}{R_3 + \frac{2R_{1a} R_{2a}}{R_{1a} + R_{2a}}} U_{G1}.$$

Mit den Gln. (3.1) und (3.6) erhält man daraus

$$I_6 = \frac{\frac{1}{\mu_a} - \frac{1}{\mu_b}}{R_g} U_{G1} \quad .$$

Die Gleichtaktsteilheit beträgt also

$$s_{G1} = \frac{\partial I_6}{\partial U_{G1}} \approx \frac{1}{R_g} \cdot \frac{\Delta \mu}{\mu^2} \quad . \quad (3.8)$$

Aus Gl. (3.8) und (3.5) ergibt sich schließlich die Gleichtaktunterdrückung

$$G = \frac{s_D}{s_{G1}} = \frac{\mu}{4\mu/\mu} \quad . \quad (3.9)$$

Sie ist umso größer, je größer die Leerlaufverstärkung μ und je kleiner die relative Paarungstoleranz $\Delta\mu/\mu$ ist. Nimmt man beispielsweise einen Wert von $\mu = 150$ und eine Paarungstoleranz von 5 % an, erhält man

$$G = 3000 \hat{=} 69,5 \text{ dB.}$$

3.2 Beschreibung der Endstufe

Die Endstufe der Schaltung in Bild 3.1 besteht aus zwei stromgesteuerten Stromquellen (Stromspiegel, die von den FET's T_{3a} , T_4 bzw. T_{3b} , T_5 gebildet werden. Hier wurde ebenfalls ein neuer Weg eingeschlagen. Die übliche, auch bei der Operationsverstärkerschaltung in Bild 2.8 angewandte Methode besteht darin, den Eingangsstrom zunächst in eine Spannung und anschließend wieder in einen Strom zu übersetzen. Wegen des dabei auftretenden Miller-Effektes läßt sich auf diese Weise jedoch keine besonders hohe Bandbreite erreichen.

Hier wurde nun von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß sich die Komplementär-Kaskodeschaltung [21] als Stromspiegel mit Vorzeichenumkehr auffassen läßt: Die FET's $T_{3a,b}$ arbeiten als Konstantstromquellen, die Ausgangs-FET's T_4/T_5 in Gateschaltung. An ihren Source-Elektroden treten nur kleine Spannungsänderungen auf. Sie sind umso kleiner, je größer die Steilheit der Ausgangs-FET's ist. Auf diese Weise wird der Miller-Effekt eliminiert. Allerdings ist statt eines Gegentakt-AB-Betriebes nur noch ein Gegentakt-A-Betrieb möglich. Dadurch ergibt sich zwangsläufig ein schlechterer Wirkungsgrad und eine höhere Offsetspannungsdrift als bei der Operationsverstärkerschaltung in Bild 2.8.

Außer den guten Hochfrequenzeigenschaften bringt die Gate-Schaltung den hier besonders wichtigen Vorteil eines niedrigen Ausgangsleitwertes mit sich.

Der Drainstrom von T_4 beträgt nach Bild 3.1:

$$I_4 = I_{3a} - I_1 \quad . \quad (3.10)$$

Da der Strom I_{3a} von einer Konstantstromquelle geliefert wird, an der zudem nur kleine Spannungsänderungen auftreten, ist die Drainstromänderung von T_4 mit hoher Präzision entgegengesetzt gleich der Änderung von I_1 . Entsprechend gilt für den Ausgangs-FET T_5 :

$$I_5 = I_{3b} - I_2 \quad . \quad (3.11)$$

Damit folgt für den Ausgangsstrom

$$I_a = I_5 - I_4 = I_{3b} - I_{3a} - I_2 + I_1 \quad .$$

Mit dem Nullpunkteinsteller P wird $I_{3b} = I_{3a}$ eingestellt. Damit ergibt sich

$$I_a = I_1 - I_2 = I_6 \quad (3.12)$$

und mit Gl. (3.5, 3.6):

$$I_a = \frac{U_P - U_N}{R_g} \quad (3.13)$$

Vorteilhaft ist, daß man die beiden Konstantstromquellen $T_{3a,b}$ durch FET's desselben Leitfähigkeitstyps realisieren kann. Dadurch wird eine gute Paarung und ein guter thermischer Gleichlauf der beiden Ströme I_{3a} und I_{3b} erreicht. Dies hat eine niedrige Offsetspannung zur Folge.

Die Widerstände R_1 und R_2 werden zweckmäßigerweise so gewählt, daß der Ruhestrom durch die Eingangstransistoren $\frac{1}{2} I_3$ beträgt. Damit fließt durch die Ausgangstransistoren ebenfalls ein Ruhestrom von $\frac{1}{2} I_3$, während die Schaltung maximal den Strom $\frac{1}{2} I_3$ abgeben kann. Mit dem Widerstand R_3 kann der Übertragungsleitwert $S_D = 1/R_g$ auf die gewünschte Größe abgeglichen werden, ohne daß sich die Ruhestrome ändern.

Der FET T_6 arbeitet als Konstantstromquelle und dient zur gemeinsamen Erzeugung der beiden Gate-Potentiale für die Ausgangs-FET's T_4 und T_5 .

Ebenso wie bei der Operationsverstärker-Schaltung in Bild 2.8 ist nach dem in Bild 2.10 und 2.11 angegebenen Verfahren eine einfache Erweiterung zur schwimmenden Stromquelle möglich. Dazu braucht man lediglich an den beiden Eingangs-FET's $T_{1a, 2a}$ eine zweite Ausgangsstufe anzuschließen. Dann stehen gleichzeitig die beiden Ströme I_a und $-I_a$ mit sehr guter Symmetrie zur Verfügung.

3.3 Experimentelle Ergebnisse

Die Schaltung in Bild 3.1 wurde mit den Sperrschicht-FET's

BF 256 und E 271 realisiert, deren I_{DS} etwa 10 mA betrug. Mit $R_3 = 680 \Omega$ ergab sich $R_g = 1 \text{ k}\Omega$. Die wichtigsten Meßergebnisse sind in den folgenden Abschnitten zusammengestellt.

3.3.1 Nichtlinearität der Übertragungskennlinie

Die Einbuße an Präzision gegenüber der Operationsverstärker-Schaltung in Bild 2.8 ist daran zu erkennen, daß der Ausdruck für R_g in Gl. (3.6) den stromabhängigen Halbleiterparameter $1/S$ enthält. Der Einfluß ist umso geringer, je kleiner $1/S$ im Vergleich zu R_g ist. Man verwendet also zweckmäßigerweise FET's mit einer großen Vorwärtssteilheit S . Durch den Gegentaktbetrieb ergibt sich allerdings von selbst eine gewisse Linearisierung: Wenn der Drainstrom I_1 zunimmt, nimmt I_2 ab. Dadurch wird die Steilheit von T_{1b} größer und die von T_{2b} kleiner. Entsprechend nimmt S_{1a} ab und S_{1b} zu. Auf diese Weise wird die Änderung von R_g nur noch durch Differenzen höherer Ordnung bestimmt. Diese Überlegung wird durch das Meßergebnis in Bild 3.3 bestätigt. Dargestellt ist die statische Nichtlinearität

$$\xi = \frac{I_a - I_{a \text{ lin}}}{I_a} = 1 - \frac{R_g}{R_{g0}}$$

als Funktion des Ausgangsstromes. Dabei bedeutet $1/R_{g0}$ den Übertragungsleitwert bei kleiner Aussteuerung um den Nullpunkt.

Wie man sieht, beträgt die Nichtlinearität bei einer Aussteuerung von $\pm 5 \text{ mA}$ nur etwa $-0,5 \%$ und erreicht auch in der Nähe der Aussteuerungsgrenze nur einen Wert von $-1,5 \%$. Das negative Vorzeichen besagt, daß der Betrag des Ausgangsstromes stets kleiner als der Betrag des Sollwertes $I_{a \text{ lin}}$ ist.

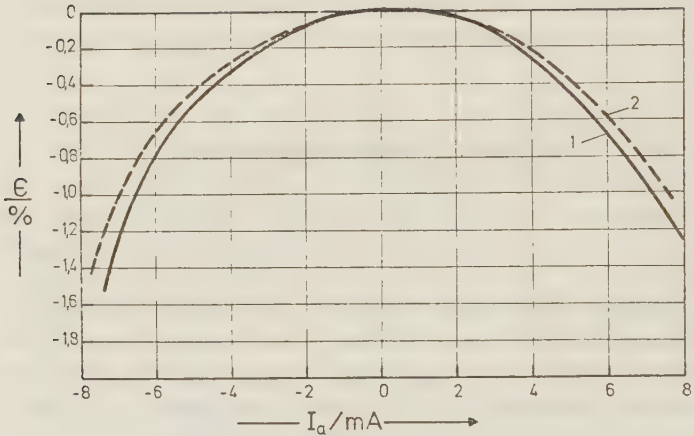


Bild 3.3 Statische Nichtlinearität als Funktion des Ausgangsstroms.
 Kurve 1: Betriebsspannungen $\pm 15 \text{ V}$.
 Kurve 2: Betriebsspannungen auf $\pm 20 \text{ V}$ erhöht.

In Bild 3.4 ist die verwendete Meßschaltung dargestellt. Sie arbeitet mit Wechselspannung, um bei der Bildung der Differenz zwischen dem linearen Sollwert und dem Istwert Abweichungen infolge der Offsetspannungsdrift zu eliminieren.

Der Verstärker DV ist ein gegengekoppelter Differenzverstärker mit der Verstärkung k und hoher Gleichtaktunterdrückung.

Die Eingangswechselspannung $\underline{U}_e$ wird an den invertierenden Eingang der zu untersuchenden Stromquelle angelegt. An dem auf den Wert R_{g0} abgeglichenen Strom-Meßwiderstand R_L tritt dann die phasengleiche Spannung

$$\underline{U}_x = - \underline{I}_a R_{g0}$$

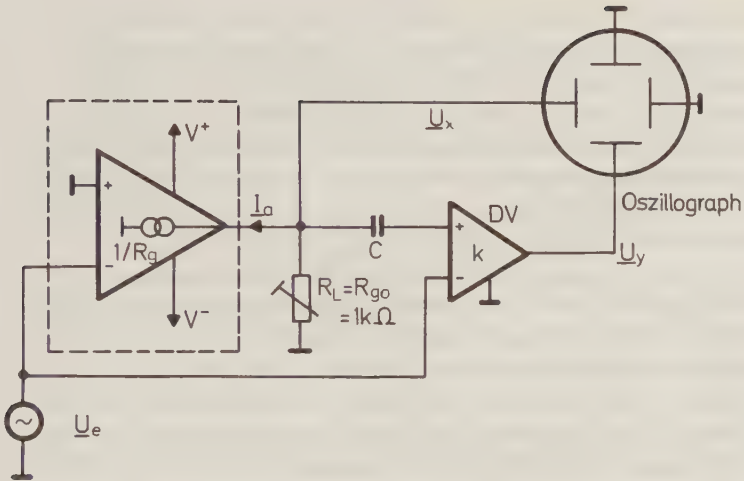


Bild 3.4 Anordnung zur Messung der Nichtlinearität

auf. Sie wird auf den x-Eingang des Oszillographen gegeben. Dieselbe Spannung, allerdings mit abgetrenntem Offset-Anteil, liegt an einem Eingang des Differenzverstärkers DV. Dessen Ausgangsspannung lautet:

$$\underline{U}_y = k(-\underline{I}_a R_{g0} - \underline{U}_e),$$

$$\underline{U}_y = -kR_{g0} (\underline{I}_a - \underline{I}_a \text{ lin}) .$$

Sie wird auf den y-Eingang des Oszillographen gegeben. Auf diese Weise kann man für jeden Momentanwert des Ausgangsstromes die Nichtlinearität gemäß der Beziehung

$$\mathcal{E} = \frac{u_y}{k u_x}$$

ablesen.

Man erkennt in Bild 3.4, daß für einen Momentanwert des Ausgangsstromes von -8 mA eine Eingangsspannung von 8 V benötigt wird und an dem Strom-Meßwiderstand R_L ein Spannungsabfall von 8 V entsteht. Damit kommt man sowohl eingangs als auch ausgangsseitig bereits dicht an die Spannungsaussteuerungsgrenze heran. Sie wird bestimmt durch das Gate-Potential der Transistoren T_4 , T_5 und die Abschnürspannung der Transistoren T_{1b} , T_{2b} , T_4 , T_5 .

Um die Verzerrungen infolge Spannungsübersteuerung zu reduzieren, wurde die Nichtlinearität zusätzlich bei auf $\pm 20 \text{ V}$ erhöhten Betriebsspannungen gemessen. Wie man in Bild 3.1 erkennt, wird durch diese Maßnahme das Gate-Potential von T_4 und T_5 betragsmäßig vergrößert. Dadurch erhöht sich die Spannungsaussteuerbarkeit. Die Kurve 2 in Bild 3.3 zeigt nur eine geringfügige Verbesserung der Nichtlinearität. Daraus folgt, daß innerhalb des Spannungsbereiches $\pm 8 \text{ V}$ die Nichtlinearität im wesentlichen durch die FET-Eingangskennlinie $I_D = f(U_{GS}) \Big|_{U_{DS} = \text{const}}$ bestimmt wird und nur wenig von der Ausgangskennlinie $I_D = f(U_{DS}) \Big|_{U_{GS} = \text{const}}$ abhängt.

Ein anderes Beurteilungskriterium für die nichtlinearen Übertragungseigenschaften einer gesteuerten Quelle ist der Klirrfaktor K . Er ist in Bild 3.5 als Funktion der Stromamplitude aufgezeichnet. Man sieht, daß die Schaltung bei etwas reduzierter Amplitude durchaus einen Vergleich mit der stark gegengekoppelten Operationsverstärkerschaltung in Bild 2.8 aushält und bei höheren Frequenzen erwartungsgemäß weit bessere Ergebnisse erzielt.

3.3.2 Temperaturabhängigkeit des Übertragungsleitwertes

Das Auftreten des Halbleiterparameters S in der Gl. (3.6) für R_g führt nicht nur zu einer Nichtlinearität, sondern auch zu einer systematischen Temperaturabhängigkeit des

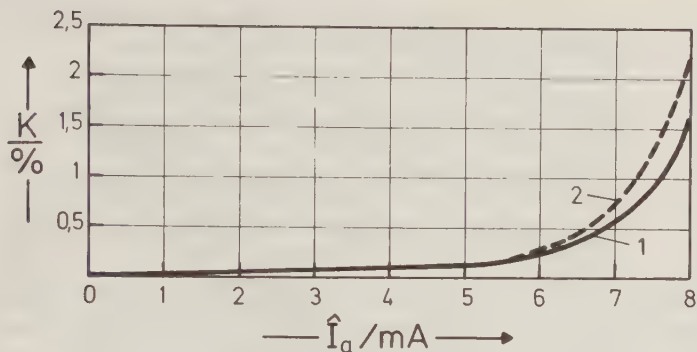


Bild 3.5 Klirrfaktor als Funktion der Stromamplitude.
Kurve 1: Frequenz 1 kHz. Kurve 2: Frequenz 100 kHz.

Übertragungsleitwertes $1/R_g$. Bild 3.6 zeigt die Eingangskennlinie $I_D = f(U_{GS})$ des FET's BF 256 für verschiedene Temperaturen.

Man erkennt, daß der Temperaturkoeffizient des Drainstromes für konstante Gate-Source-Spannung U_{GS} bei großen Strömen negativ ist und bei kleinen Strömen positiv. Die Steilheit

$$S = \left. \frac{\partial I_D}{\partial U_{GS}} \right|_{U_{DS} = \text{const}} \quad \text{besitzt jedoch über den gesamten}$$

Strombereich einen negativen Temperaturkoeffizienten. Nach Gl. (3.6) führt dies zu einer Zunahme von R_g mit steigender Temperatur. Diese Zunahme wird jedoch teilweise durch den negativen Temperaturkoeffizienten der verwendeten Kohleschichtwiderstände kompensiert. Bild 3.7 zeigt den gemessenen Temperaturkoeffizienten von $1/R_g$ für die in Bild 3.1 eingetragene Dimensionierung.

Über die Nullpunktdrift der Schaltung können noch keine repräsentativen Aussagen gemacht werden, da sie durch den

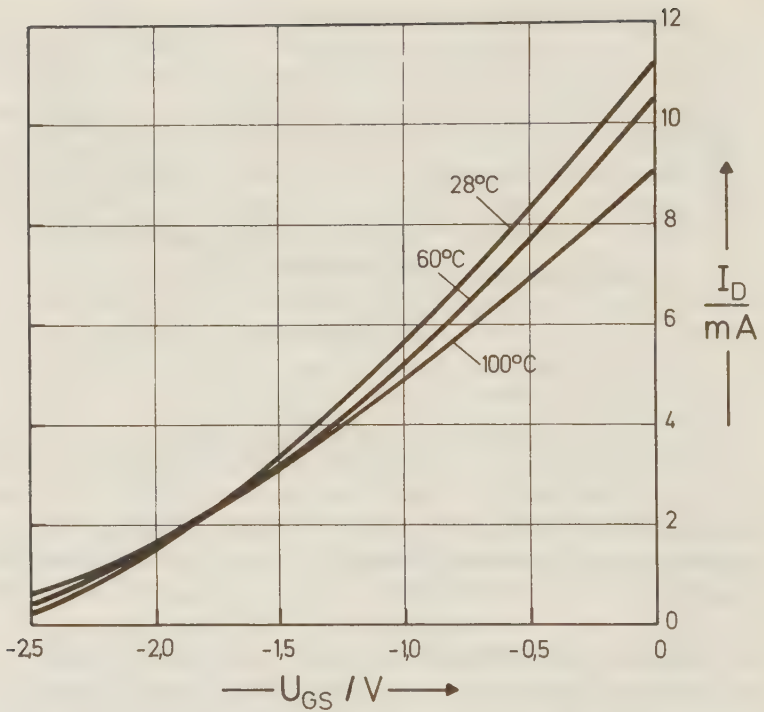


Bild 3.6 Eingangskennlinie $I_D = f(U_{GS}) \big|_{U_{DS} = 10 \text{ V}}$
des FET's BF 256 für verschiedene Temperaturen

thermischen Gleichlauf der Feldeffekttransistoren bestimmt wird. Für experimentelle Untersuchungen wären sowohl p-Kanal- als auch n-Kanal-Doppel-FET's erforderlich. Es waren aber leider nur geeignete n-Kanal-Doppel-FET's lieferbar. Man kann jedoch anhand von Bild 3.6 feststellen, daß der wesentliche Einfluß von den beiden Stromquellentransisto-

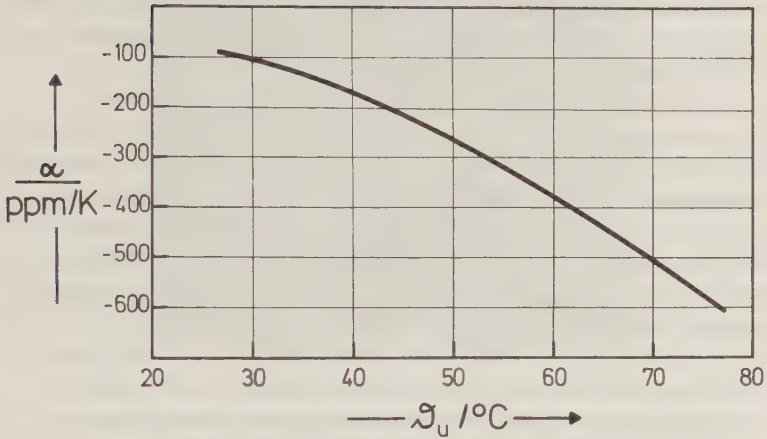


Bild 3.7 Temperaturkoeffizient des Übertragungsleitwertes als Funktion der Umgebungstemperatur

ren $T_{3a,b}$ ausgeht, da sie mit dem größten Strom in der Schaltung betrieben werden und damit nach Bild 3.6 auch die größte Drift besitzen.

Deshalb wurde versuchsweise für $T_{3a,b}$ anstelle der beiden n-Kanal-Einzeltransistoren BF 256 der Doppeltransistor E 430 eingesetzt. Dadurch wurde eine Reduktion der Offsetspannungsdrift von 2,5 mV/K auf 0,6 mV/K erreicht.

3.3.3 Frequenzabhängigkeit des Übertragungsleitwertes

Bei höheren Frequenzen nimmt der Übertragungsleitwert $1/R_g$ infolge der FET-Kapazitäten ab. Der n-Kanal-FET BF 256 besitzt im eingestellten Arbeitspunkt eine Drain-Gate-Kapazität von 0,9 pF. Bei dem p-Kanal-FET E 271 beträgt der entsprechende Wert jedoch 5 pF. Leider war es nicht möglich,

kapazitätsärmere p-Kanal-FET's mit ausreichender Steilheit zu bekommen. Mit den in [1] angegebenen technologischen Möglichkeiten sind an dieser Stelle in Zukunft noch wesentliche Verbesserungen zu erwarten.

Mit den genannten FET-Typen wurde für den Übertragungsleitwert der Quelle bei erdsymmetrischer Ansteuerung der beiden Eingänge eine 45° -Grenzfrequenz von 25 MHz gemessen. Mit Hilfe der beiden Kondensatoren $\frac{1}{2} C_g$ läßt sich der erste Pol der Übertragungsfunktion durch eine Nullstelle kompensieren. Mit $C_g = 8 \text{ pF}$ war die Phasenverschiebung im Frequenzbereich von 0 bis 5 MHz nicht mehr meßbar. Im Kapitel 4 wird gezeigt, daß Y-Gyratoren sehr empfindlich auf kleinste Phasenverschiebungen reagieren. Deshalb wird die Phasenkorrektur noch ausführlich im Kapitel 5 beim Einsatz der Quelle in Gyratoren untersucht.

Die hervorragende Eignung der Schaltung zur präzisen Verarbeitung von Signalen bis in den Videofrequenzbereich demonstriert das Oszillogramm in Bild 3.8. Der Verlauf des Ausgangsstromes wurde über einer 5 MHz-Rechteck-Eingangsspannung u_N mit einer Amplitude von $\pm 4 \text{ V}$ aufgezeichnet. Der P-Eingang wurde an Masse angeschlossen. Man erkennt, daß sich nur minimale Abweichungen ergeben.

3.3.4 Gleichtaktunterdrückung

Im Abschnitt 3.1 wurde gezeigt, daß die Gleichtaktunterdrückung G von der Größe und der Symmetrie der Leerlaufverstärkung μ der vier Eingangs-FET's $T_{1a,b}$, $T_{2a,b}$ bestimmt wird. Da für den Versuchsaufbau keine p-Kanal-Doppel-FET's zur Verfügung standen, konnten zunächst keine besonders hohen Werte erwartet werden. Durch Parallelschalten eines ohmschen Widerstandes zur Drain-Source-Strecke eines FET's

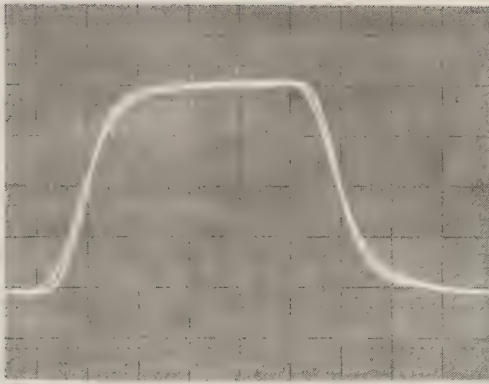


Bild 3.8 Zeitlicher Verlauf von Ausgangsstrom $-i_1$ und Eingangsspannung u_N übereinander oszillographiert. Horizontal: 20 ns/Div., vertikal: 2 V/Div. bzw. 2 mA/Div.

ist es jedoch möglich, dessen Ausgangswiderstand r_{DS} und damit die Leerlaufverstärkung μ zu reduzieren. Auf diese Weise läßt sich eine gewisse Symmetrierung erreichen. Bei optimalem Abgleich wird die Gleichtaktunterdrückung nur noch durch die nichtlineare Unsymmetrie begrenzt.

Bei einer Eingangsamplitude $\hat{U}_{G1} = 2$ V konnte die Gleichtaktunterdrückung von ursprünglich 65 dB auf 90 dB erhöht werden.

Die Kurve 1 in Bild 3.9 zeigt den Frequenzgang der auf diese Weise verbesserten Gleichtaktunterdrückung. Dabei fällt die relativ niedrige Grenzfrequenz von 1,6 kHz auf. Sie wird einerseits durch dynamische Unsymmetrien bestimmt. Andererseits verursachen die Drain-Gate-Kapazitäten der Eingangs-FET's $T_{1b,2b}$ einen systematischen Effekt, der auch bei vollkommener Symmetrie auftritt: Der Strom durch diese Kapa-

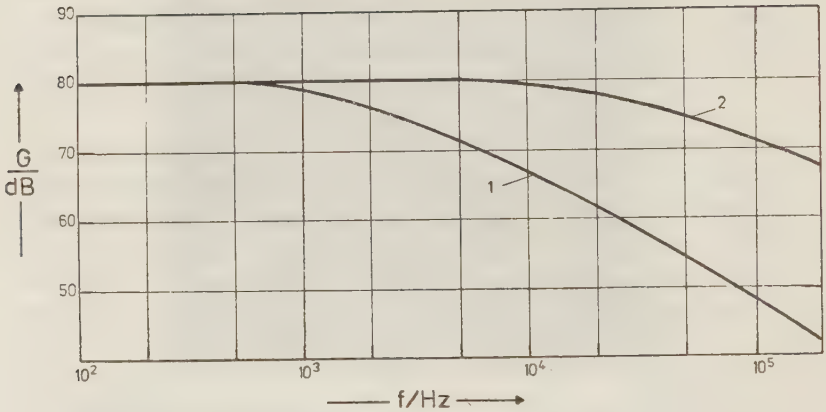


Bild 3.9 Frequenzgang der Gleichtaktunterdrückung.
Kurve 1: ohne Kompensationskondensator,
Kurve 2: mit Kompensationskondensator C_k .

zitäten führt zu einem Ausgangssignal. Bezeichnet man die Niederfrequenz-Gleichtaktsteilheit mit S_{G1}^0 , ergibt sich der Ausgangsstrom bei reiner Gleichtaktaussteuerung aufgrund dieses Effektes zu

$$\underline{I}_a = S_{G1}^0 \underline{U}_{G1} - j\omega C_{DG} \underline{U}_{G1} . \quad (3.14)$$

Darin ist C_{DG} die Summe der Drain-Gate-Kapazitäten von T_{1b} und T_{2b} . Im kHz-Bereich ist nach Abschnitt 3.3.3 die Differenzsteilheit $S_D = 1/R_g$ noch reell. Damit folgt aus Gl. (3.14) und (2.19) die Gleichtaktunterdrückung

$$\underline{G} = \frac{G_0}{1 - j\omega C_{DG} R_g G_0} \quad (3.15)$$

mit dem Niederfrequenzwert $G_0 = 1/R_g S_{G1}^0$

und der Grenzfrequenz

$$f_g = \frac{1}{2\pi C_{DG} R_g G_O} \quad .$$

Mit $C_{DG} \approx 0,9 \text{ pF} + 5 \text{ pF}$ und $G_O = 10^4$ ergibt sich $f_g \approx 2,7 \text{ kHz}$.

Eine gewisse Kompensation dieses systematischen Effektes und, je nach Vorzeichen, auch des dynamischen Unsymmetrie-Effektes ist dadurch möglich, daß man von den Source-Elektroden der FET's $T_{1b,2b}$ je einen Kondensator nach Masse schaltet, dessen Kapazität etwa so groß ist wie die Drain-Gate-Kapazität des entsprechenden FET's. Da bei den verwendeten FET's die Kapazität des p-Kanal-Typs bei weitem überwiegt, wurde nur ein Kompensationskondensator $C_k \approx 6 \text{ pF}$ verwendet, der an dessen Source-Elektrode angeschlossen wurde. Bei optimaler Einstellung konnte bis zu einer Frequenz von etwa 1 MHz die Grundwelle des Ausgangssignals eliminiert werden. Die infolge der Nichtlinearität verbleibenden Oberwellen führten zu dem Frequenzgang der Gleichtaktunterdrückung, der in Bild 3.9 als Kurve 2 wiedergegeben ist. Dabei wurde die Gleichtaktsteilheit sinngemäß interpretiert als

$$|S_{G1}| = \frac{i_a SS}{u_{G1} SS} \quad .$$

Bei Frequenzen über 1 MHz kann die Grundwelle durch zusätzliche Kompensationsglieder, z. B. an den Eingängen, eliminiert werden. Allerdings wird dann die Empfindlichkeit der Gleichtaktunterdrückung gegenüber Kapazitätsänderungen so groß, daß solche Mittel nicht als praktikabel angesehen werden können. Eine echte Verbesserung ist nur von einer Technologie zu erwarten, die auch bei p-Kanal-FET's kleine Kapazitäten ermöglicht.

Als Ergebnis dieses Abschnittes kann festgehalten werden,

daß mit der Schaltung nach Bild 3.1 unter Verwendung von Einzel-p-Kanal-FET's mit relativ hoher Kapazität bis zu einer Frequenz von etwa 200 kHz eine Gleichtaktunterdrückung > 60 dB sicher beherrscht wird.

Diese Aussage wird bei der Anwendung der Quelle in schwimmenden Gyratoren eine Rolle spielen.

3.3.5 Ausgangsleitwert

Zur Beurteilung des Ausgangsleitwertes wurde in Bild 3.10 die Ausgangskennlinie $I_a = f(U_a) \big|_{U_D = 0}$ aufgenommen.

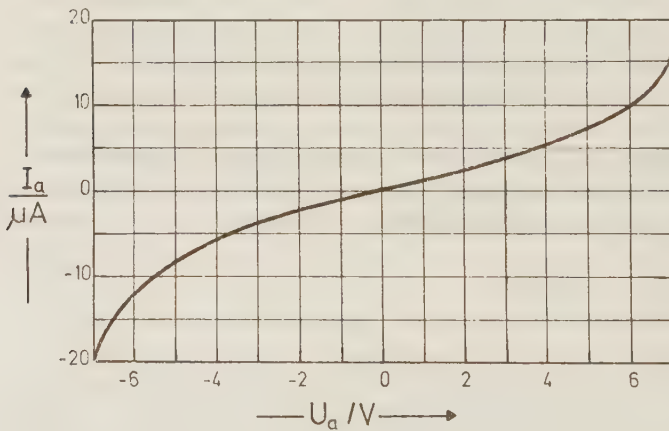


Bild 3.10 Ausgangskennlinie $I_a = f(U_a)$ für Eingangsspannung $U_D = 0$

Man entnimmt daraus, daß der differentielle (Niederfrequenz)-Ausgangsleitwert

$$\frac{1}{r_a} = y_{22} = \left. \frac{\partial I_a}{\partial U_a} \right|_{U_D = \text{const}}$$

bis zu einer Aussteuerung von ca. ± 4 V einen konstanten Wert von $1,25 \mu\text{S}$ besitzt. Dabei ist allerdings zu beachten, daß dieser Wert mit der Randbedingung $U_D = 0$, d. h.

$$I_a = I_a(U_D = 0) = 0$$

gemessen wurde. Steuert man die Quelle mit $U_D \neq 0$ aus, ergibt sich ein anderer Wert für den Ausgangsleitwert, da die Halbleiterparameter nicht nur spannungs-, sondern auch stromabhängig sind.

An dieser Stelle zeigt sich jedoch wiederum die linearisierende Wirkung des Gegentaktbetriebes: Läßt man beispielsweise einen positiven Ausgangsstrom I_a fließen, wird der Drainstrom von T_{2b} größer als der Ruhewert von $4,5 \text{ mA}$, während der Drainstrom von T_{1b} entsprechend abnimmt. Dadurch wird der Ausgangsleitwert von T_{2b} größer und der von T_{1b} kleiner. Da sich der Ausgangsleitwert der Quelle nach Bild 3.1 als Summe der beiden Einzel-Leitwerte ergibt, resultiert hieraus eine nur geringe Stromabhängigkeit.

Die Abhängigkeit des Ausgangsleitwertes von den einzelnen Halbleiterparametern und die sich daraus ergebenden Optimierungsmöglichkeiten werden noch ausführlich in Kapitel 5 beim Einsatz der Quelle in Y-Gyratoren behandelt.

Bei höheren Frequenzen wird der Ausgangsleitwert komplex. Die Frequenzabhängigkeit wird im wesentlichen durch die Drain-Gate-Kapazitäten der beiden Ausgangs-FET's T_4 , T_5 verursacht. Bezeichnet man ihre Summe mit C_{DG} , erhält man

$$y_{22}(j\omega) = \frac{1}{r_a} + j\omega C_{DG} \quad .$$

Mit $C_{DG} \approx 6 \text{ pF}$ ergibt sich die relativ niedrige Grenzfrequenz von ca. 33 kHz. Man erkennt die Diskrepanz zwischen der Grenzfrequenz des Ausgangsleitwertes und der wesentlich höheren Grenzfrequenz der Differenzsteilheit.

Es gibt jedoch viele Anwendungsfälle, bei denen nur der Realteil des Ausgangsleitwertes eine Rolle spielt: Arbeitet man beispielsweise bei fester Frequenz, kann man eine Induktivität zum Ausgang parallel schalten und auf diese Weise den Imaginärteil kompensieren.

In anderen Fällen, wie z. B. beim Einsatz als Integrator oder in Gyrotoren wird am Ausgang ohnehin ein externer Kondensator angeschlossen, dessen Kapazität man um den Anteil C_{DG} korrigieren kann.

4. Anforderungen an spannungsgesteuerte Stromquellen beim Einsatz in Y-Gyratoren

Als Anwendungsbeispiel der spannungsgesteuerten FET-Stromquelle von Kapitel 3 soll der Einsatz in elektronischen Y-Gyratoren untersucht werden. Ziel dieses Kapitels ist es, die wichtigsten Zusammenhänge zwischen den Eigenschaften realer Gyratoren und den Eigenschaften der Stromquellen, aus denen sie aufgebaut sind, zusammenzustellen. Damit wird es möglich, von den praktischen Anforderungen an einen Gyrator direkt auf die erforderlichen Daten der spannungsgesteuerten Stromquellen zu schließen.

4.1 Übersicht

Tellegen [22] definierte den Gyrator als ein Zweitor mit der Y-Matrix

$$\mathbf{Y}_g = \begin{pmatrix} 0 & 1/R_{g1} \\ -1/R_{g2} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

und dem in Bild 4.1 wiedergegebenen Schaltsymbol.

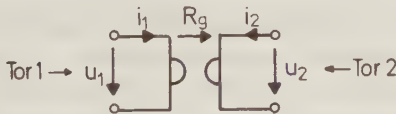


Bild 4.1 Schaltsymbol des Gyrators nach Tellegen

R_{g1} und R_{g2} sollen positiv und reell sein. Außerdem soll für einen Gyrator im engeren Sinne die Passivitätsbedingung

$$R_{g1} = R_{g2} = R_g \quad (4.2)$$

erfüllt sein. In diesem Fall wird die abgegebene Leistung gleich der aufgenommenen Leistung, der Gyrator also passiv im Sinne der Vierpoltheorie. Er ist dann in gewisser Weise vergleichbar mit einem idealen Übertrager. Tatsächlich ist es im Mikrowellenbereich auch möglich, mit magnetischen Werkstoffen Gyratoren zu realisieren, die keine aktiven Bauelemente enthalten [23].

Im folgenden soll die Passivitätsbedingung (4.2) als erfüllt angesehen werden, wenn nicht ausdrücklich etwas anderes vereinbart wird.

Die herausragende Eigenschaft des Gyrators besteht in der Dualwandlung von Zweipolen. Schließt man am Tor 2 eine Impedanz Z_2 an, mißt man am Tor 1 die Betriebsimpedanz

$$Z_{B1} = \frac{R_g^2}{Z_2} \quad (4.3)$$

Diese Impedanz ist dual zu Z_2 mit der Dualitätssinvariante R_g . Entsprechend gilt bei umgekehrtem Betrieb

$$Z_{B2} = \frac{R_g^2}{Z_1} \quad (4.4)$$

Bezüglich der Dualtransformation besteht also kein Unterschied in der Betriebsrichtung des Gyrators. Im ersten Fall sind jedoch die Spannungen u_1 und u_2 miteinander in Phase, im zweiten Teil in Gegenphase (Nicht-Reziprozität). Die Eigenschaft der Dualtransformation gilt auch für den aktiven Gyrator mit verschiedenen Gyrationskonstanten $R_{g1} \neq R_{g2}$. Es ist dann R_g zu ersetzen durch $\sqrt{R_{g1} R_{g2}}$.

Wählt man für Z_2 die Impedanz eines Kondensators, wird nach

Gl. (4.3)

$$Z_{B1} = R_g^2 \cdot j\omega C = j\omega [R_g^2 C] .$$

Das ist die Impedanz einer Induktivität

$$L = R_g^2 C . \quad (4.5)$$

Daraus ergibt sich die wichtige Anwendung des Gyrtors zur Simulation von Induktivitäten aus Kapazitäten.

Der Gyrtor läßt sich vorteilhaft auch noch in Z- und A-Parametern beschreiben. Spaltet man die Gyrtor-Matrix in zwei Teilmatrizen auf, ergeben sich die drei Grundsaltungen des Gyrtors. Man bezeichnet sie nach ihrer Ausgangsmatrix als Y-, Z- oder A-Gyrtoren.

4.1.1 Y-Gyrtor

Spaltet man die Admittanzmatrix (4.1) des Gyrtors nach Gl. (4.6) in zwei Teilmatrizen auf, erkennt man die Realisierungsmöglichkeit des Gyrtors aus zwei antiparallel geschalteten, idealen spannungsgesteuerten Stromquellen.

$$Y_g = \begin{pmatrix} 0 & 1/R_g \\ -1/R_g & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1/R_g \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -1/R_g & 0 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Y_a'
 Y_b

Das Bild 4.2 zeigt diese Möglichkeit. Man erkennt, daß sich beide Quellen identisch aufbauen lassen, wenn man den negativen Übertragungsleitwert der Quelle b durch eingangs- oder ausgangsseitige Umpolung realisiert.

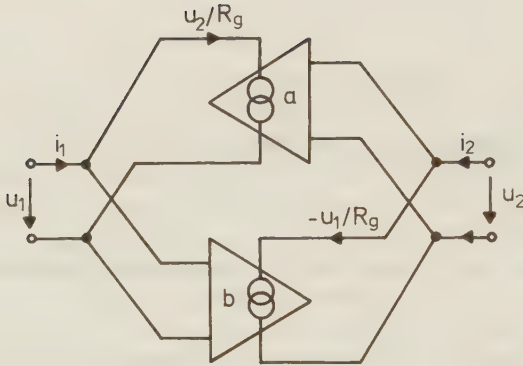


Bild 4.2 Gyrator aus zwei spannungsgesteuerten Stromquellen

4.1.2 Z-Gyrator

Die Aufspaltung der Gyrator-Impedanzmatrix gemäß

$$\mathbf{z}_g = \begin{pmatrix} 0 & -R_g \\ R_g & 0 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & -R_g \\ 0 & 0 \end{pmatrix}}_{\mathbf{z}'_a} + \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ R_g & 0 \end{pmatrix}}_{\mathbf{z}_b} \quad (4.7)$$

führt auf die Realisierungsmöglichkeit eines Gyrators aus zwei anti-seriell geschalteten stromgesteuerten Spannungsquellen, wie in Bild 4.3 dargestellt.

Auch beim Z-Gyrator kann man zwei identische Quellen verwenden, wenn man den negativen Übertragungswiderstand der Quelle a durch eingangs- oder ausgangsseitige Umpolung realisiert.

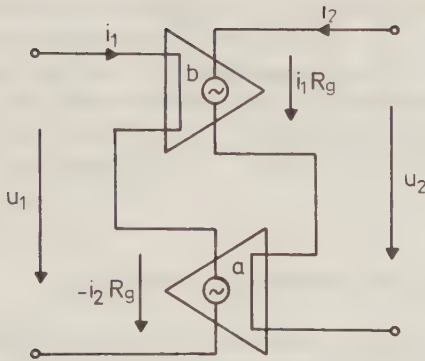


Bild 4.3 Gyrator aus zwei stromgesteuerten Spannungsquellen

4.1.3 A-Gyrator

Ein A-Gyrator (Kettengyrator) ergibt sich aus der Aufspaltung der A-Matrix gemäß

$$A_g = \begin{pmatrix} 0 & R_g \\ 1/R_g & 0 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}}_{A_a} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & R_g \\ -\frac{1}{R_g} & 0 \end{pmatrix}}_{A_b} \quad (4.8)$$

Dabei wurde der Strompfeil i_2 in Bild 4.1 im Sinne des Kettenzählpfeilsystems umgedreht. Die Gl. (4.8) stellt nicht die einzige Aufspaltungsmöglichkeit dar. Durch andere Verteilung der Vorzeichen und Ändern der Reihenfolge ergeben sich noch weitere Möglichkeiten.

Die Matrix A_a beschreibt einen strominvertierenden Negativ-Impedanz-Konverter (INIC), der sich z. B. mit Hilfe eines Operationsverstärkers realisieren lässt, wie Bild 4.4 zeigt [24]. Da die Schaltung einen Gegenkopplungs- und einen Mit-

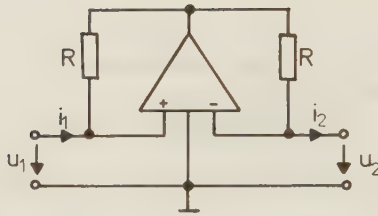


Bild 4.4 INIC mit Operationsverstärker

kopplungsweig enthält, hängt die Stabilität von den Impedanzverhältnissen an den beiden Toren ab. Unter Umständen kann es notwendig werden, den invertierenden mit dem nicht-invertierenden Operationsverstärkereingang zu vertauschen. An dieser Stelle erkennt man bereits eine gewisse Problematik im Vergleich zum Y- und Z-Gyrator.

Die Matrix A_D beschreibt einen Negativ-Impedanz-Inverter (NII), der auch als 90° -Rotator aufgefaßt werden kann [25, 26, 27]. Er bewirkt die Dualtransformation einer Impedanz Z mit Vorzeichenumkehr. Eine Schaltungsmöglichkeit mit einem Widerstands-T-Netzwerk, das einen negativen Widerstand enthält, zeigt Bild 4.5. Der negative Widerstand ($-R_g$) kann

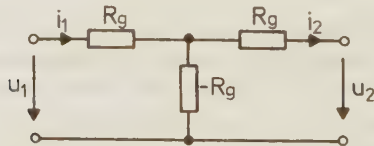


Bild 4.5 Widerstands-T-Netzwerk als NII

mit einem INIC nach Bild 4.4 realisiert werden. Damit ergibt

sich die vollständige Gyrator-A-Schaltung in Bild 4.6 mit zwei Operationsverstärkern. Von Riordan, Antonian u. a. sind weitere, eng mit der Schaltung in Bild 4.6 verwandte Kettengyratoren angegeben worden, die ebenfalls auf der Kettenschaltung von INIC und NII beruhen, durch andere Anordnung jedoch weniger zu Instabilitäten neigen [28, 29].

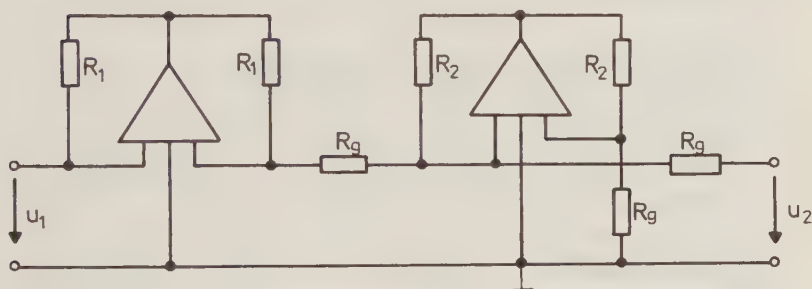


Bild 4.6 Kettengyrator mit zwei INIC's

4.1.4 Vergleich der Grundsaltungen

Alle aufgeführten Schaltungsstrukturen sind theoretisch geeignet, ideale Gyratoren herzustellen; hinsichtlich der praktischen Realisierbarkeit gibt es jedoch zum Teil schwerwiegende Einschränkungen: Beim Kettengyrator wird die Verlustfreiheit (erkennbar an den Nullen in der Hauptdiagonale der Matrix in Gl. (4.8)) durch Differenzbildung großer Größen gewonnen. Diese Methode führt zu hohen Empfindlichkeiten in Bezug auf die passiven und aktiven Parameter (z. B. INIC-Konversionsfaktor). Ersetzt man beispielsweise den negativen Widerstand $-R_g$ in Bild 4.5 durch $-R'_g$, erhält man für das Matrix-Element a_{11b} in Gl. (4.8) statt Null den Wert

$$a_{11b} = 1 - \frac{R_g}{R'_g} .$$

Durch Differenzieren folgt

$$\frac{\partial a_{11b}}{\partial R_g'} = \frac{R_g}{R_g'^2} \quad .$$

Damit ergibt sich für die Empfindlichkeit von a_{11b} in Bezug auf Änderungen von R_g'

$$S_{R_g'}^{a_{11b}} = \frac{\partial a_{11b}}{\partial R_g'} \cdot \frac{R_g'}{a_{11b}} = \frac{1}{a_{11b}} \cdot \frac{R_g}{R_g'} \quad ,$$

$$S_{R_g'}^{a_{11b}} \approx \frac{1}{a_{11b}} \quad \text{für } R_g \approx R_g' \quad , \quad (4.9)$$

d. h. die Empfindlichkeit strebt gegen Unendlich, wenn a_{11b} gegen den Sollwert Null strebt.

Im einleitenden Kapitel 1 wurde bereits erwähnt, daß Gyratoren dann Vorteile bieten, wenn man sie in hochwertigen Filtern einsetzt, weil sich bei der Gyrator-C-Methode tragbare Toleranzforderungen an die Bauelemente ergeben. Genau dieser Vorteil geht jedoch verloren, wenn die Gyratorparameter ihrerseits sehr empfindlich von anderen Bauelementeparametern abhängen, wie es in Gl. (4.9) zum Ausdruck kommt.

Ein zusätzliches Problem entsteht dadurch, daß in Abhängigkeit vom Vorzeichen der Paarungstoleranz auch negative Verluste entstehen, die zur Instabilität führen können.

Ein weiterer Gesichtspunkt ist das Rauschen. Dabei ist zu bedenken, daß bei Reihenschaltung von zwei entgegengesetzt gleich großen Widerständen zwar der Gesamtwiderstand Null wird, nicht aber die zugehörige Rauschspannung. Wegen ihrer statistischen Natur addieren sich die Rauschspannungen quadratisch. Deshalb ist bei Kettengyratoren ein stärkeres

Rauschen zu erwarten als bei Y- oder Z-Gyratoren.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich Kettengyratoren dadurch auszeichnen, daß man sie auf einfache Weise mit handelsüblichen Operationsverstärkern realisieren kann. Nachteilig ist jedoch, daß sie genau für diejenigen Anwendungsfälle ungeeignet sind, bei denen Gyratoren Vorteile gegenüber anderen Verfahren bieten können.

Bei den Y- und Z-Gyratoren liegen die Verhältnisse anders. Bei ihnen ergeben sich die Verlustleitwerte nach Bild 4.2 und 4.3 als Summe von Eingangs- und Ausgangsleitwert der spannungsgesteuerten Stromquellen bzw. als Summe von Eingangs- und Ausgangswiderstand der stromgesteuerten Spannungsquellen. Diese Parameter können durch Gegenkopplungsmethoden auf kleine Werte gebracht werden. Dabei entstehen Ausdrücke der Form

$$y_{11g} = \frac{y_0}{g} \quad .$$

Darin ist g die Schleifenverstärkung. Daraus ergeben sich die Empfindlichkeiten

$$\frac{y_{11g}}{s_{y0}} = -s_g \frac{y_{11g}}{g} = 1 \quad . \quad (4.10)$$

Es tritt in diesem Fall also keine Empfindlichkeitsvergrößerung ein. Erzeugt man die Verlustfreiheit jedoch durch Kompensation mit negativen Widerständen, ergeben sich dieselben ungünstigen Verhältnisse wie beim Kettengyrator. Es ist allenfalls diskutabel, durch Differenzbildung bereits kleiner Werte noch eine Erniedrigung um einen mäßigen Faktor durchzuführen.

Hinsichtlich der Empfindlichkeit sind die Y- und Z-Schaltungen also gleichermaßen geeignet, nahezu ideale Gyra-

ren zu realisieren. Da Gyratoren jedoch zur Simulation von Induktivitäten verwendet werden sollen, muß man ihr Stabilitätsverhalten bei kapazitiver Last untersuchen. Müller [30] hat gezeigt, daß Z-Gyratoren bei kapazitiver Last zu parasitären Schwingungen neigen. Sie können zwar durch geeignete Phasenkompensation beseitigt werden; dadurch reduziert sich jedoch die ausnutzbare Bandbreite. Y-Gyratoren sind demgegenüber bei kapazitiver Last ohne besondere Phasenkompensation bei hinreichend niedriger Resonanzfrequenz stabil.

Aus den genannten Gründen ergibt sich, daß Gyratoren in der Y-Form die günstigsten Ergebnisse erwarten lassen.

4.2 Güte eines realen Y-Gyrators

4.2.1 Definition als Schwingkreisgüte

Die Güte Q_g eines Gyrators definiert man zweckmäßigerweise über die Güte eines simulierten "L"-C-Parallel-Schwingkreises, da diese Größe meßtechnisch leicht zugänglich ist.

Einen realen, verlustbehafteten Gyrator kann man ersatzweise wie in Bild 4.7 durch einen idealen Gyrator darstellen, zu dessen Toren man je einen Verlustleitwert G_v parallel schaltet. Seine Y-Matrix lautet dann

$$Y_g = \begin{pmatrix} G_{v1} & G_g \\ -G_g & G_{v2} \end{pmatrix} \quad \text{mit } G_g = \frac{1}{R_g} \quad . \quad (4.11)$$

Zur Simulation eines Parallelschwingkreises ist weiterhin je ein Kondensator parallel zu schalten. Nun kann man die Admittanz auf der rechten Seite der Dualtransformation durch den inneren, idealen Gyrator unterziehen und erhält

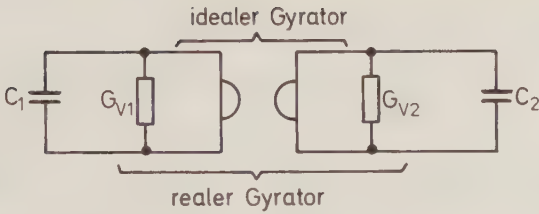


Bild 4.7 Parallel-"L"C-Schwingkreis mit realem Gyrator

die äquivalente Schaltung in Bild 4.8 mit den Beziehungen

$$R_1 = \frac{1}{G_{v1}} ; \quad R_2 = \frac{G_{v2}}{G_g^2} ; \quad L = \frac{C_2}{G_g^2} ; \quad (4.12)$$

$$C = C_1$$

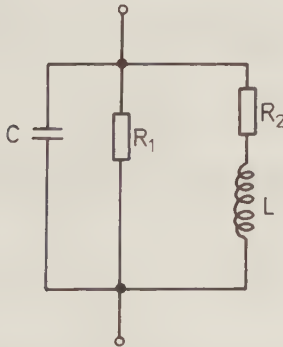


Bild 4.8 Äquivalente LC-Schaltung zu Bild 4.7

Für die Impedanz dieses bedämpften Parallelschwingkreises erhält man

$$Z = \frac{R_1 (R_2 + pL)}{p^2 LCR_1 + p(L + CR_1 R_2) + R_1 + R_2} .$$

Mit Gl. (4.12) folgt daraus

$$Z = \frac{G_{v2} + pC_2}{\underbrace{p^2 C_1 C_2}_a + \underbrace{p(C_2 G_{v1} + C_1 G_{v2})}_b + \underbrace{G_g^2 + G_{v1} G_{v2}}_c} . \quad (4.13)$$

Durch Erweitern des Bruches mit $1/c$ und Normierung der Frequenzvariable läßt sich der Nenner auf die Form

$$p^2 + \beta p + 1$$

bringen. Darin bedeutet β den Kehrwert der Polgüte.

Damit ergibt sich die Polgüte zu

$$Q = \frac{1}{\beta} = \frac{\sqrt{ac}}{b} = \frac{\sqrt{C_1 C_2 (G_g^2 + G_{v1} G_{v2})}}{C_2 G_{v1} + C_1 G_{v2}} \approx \frac{G_g \sqrt{C_1 C_2}}{C_2 G_{v1} + C_1 G_{v2}} , \quad (4.14)$$

da mit guter Näherung $G_g^2 \gg G_{v1} G_{v2}$ gilt.

Durch Division erhält man schließlich das Ergebnis

$$Q = \frac{G_g}{G_{v1} \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} + G_{v2} \sqrt{\frac{C_1}{C_2}}} . \quad (4.15)$$

In dieser Form ist die Güte noch nicht zur Charakterisierung des Gytrators geeignet, da sie vom Kapazitätsverhältnis, also von der äußeren Beschaltung abhängig ist. Eine Möglichkeit besteht darin, das Maximum von Q als Funktion von

$$x = \sqrt{\frac{C_2}{C_1}}$$

zu ermitteln. Durch Differenzieren erhält man

$$\frac{dQ}{dx} = G_g \cdot \frac{G_{v2} - G_{v1}x^2}{(G_{v1}x^2 + G_{v2})^2} \quad . \quad (4.16)$$

Ein Maximum ergibt sich demnach für

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{G_{v2}}{G_{v1}} \quad . \quad (4.17)$$

Damit folgt

$$Q_{\max} = \frac{G_g}{2 \sqrt{G_{v1}G_{v2}}} \quad . \quad (4.18)$$

Aus Bild 4.2 und Gl. (4.6) ergibt sich der Zusammenhang

$$\left. \begin{aligned} G_{v1} &= y_{11g} = y_{11b} + y_{22a} \\ G_{v2} &= y_{22g} = y_{11a} + y_{22b} \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

Dabei wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß für die Y-Matrix Y' eines umgekehrten Vierpols gilt

$$Y' = \begin{pmatrix} y_{22} & y_{21} \\ y_{12} & y_{11} \end{pmatrix} \quad .$$

Baut man einen Gyrator aus zwei gleichen spannungsgesteuerten Stromquellen auf, wird

$$G_{v1} = G_{v2} = y_{11} + y_{22} = G_v \quad . \quad (4.20)$$

In diesem Fall lautet die Extremwertbedingung Gl. (4.17)

$$C_1 = C_2 ,$$

und es wird

$$Q_{\max} = \frac{G_g}{2 G_v} \quad (4.21)$$

Meßtechnisch wäre es ziemlich aufwendig, für jede Resonanzfrequenz durch Variation des Kapazitätsverhältnisses das Gütemaximum zu ermitteln. Deshalb verwendet man zur Definition der Gyratorgüte am besten grundsätzlich die Randbedingung $C_1 = C_2$ und erhält aus Gl. (4.15):

$$Q_0 = \frac{G_g}{G_{v1} + G_{v2}} \quad (4.22)$$

und im Falle der Widerstandssymmetrie

$$Q_0 = \frac{G_g}{2 G_v} \quad (4.23)$$

in Übereinstimmung mit Gl. (4.21). Man wird sich zweckmäßigerweise bemühen, auch reale, verlustbehaftete Gyratoren widerstandssymmetrisch aufzubauen, um dem Ideal möglichst nahe zu kommen. Bei den Realisierungen, die im nächsten Kapitel angegeben werden, ist diese Bedingung innerhalb gewisser Grenzen erfüllt. Deshalb wird im folgenden mit der Näherung

$$G_{v1} \approx G_{v2} \approx G_v$$

gerechnet, um die Gleichungen etwas zu vereinfachen. Dies erscheint auch deshalb sinnvoll, da gewisse Abweichungen keine schwerwiegenden Konsequenzen im Sinne einer Differenzbildung haben. Dasselbe gilt für die beiden Gyrationen-

Leitwerte

$$G_{g1} \approx G_{g2} \approx G_g \quad .$$

Da bei der Herleitung der Beziehungen (4.22) und (4.23) von einer reellen Y-Matrix (4.11) ausgegangen wurde, bezeichnet Q_0 genauer genommen den niederfrequenten Grenzwert der Gyratorgüte Q_g :

$$Q_0 = \lim_{f \rightarrow 0} Q_g \quad . \quad (4.24)$$

Er wird daher als die Grundgüte des Gyrators bezeichnet.

Aus Gl. (4.13) kann man noch die Resonanzfrequenz und den Resonanzwiderstand ermitteln. Man erhält durch Nullsetzen des Imaginärteiles von $\underline{Z}$:

ohne Dämpfung ($R_1 = \infty$; $R_2 = 0$) :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{R_g \sqrt{C_1 C_2}} \quad ; \quad (4.25)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{R_g C} \quad \text{für } C_1 = C_2 = C \quad ; \quad (4.26)$$

mit Dämpfung:

$$\omega_{OD} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{C_1 G_{v2}^2}{C_2 G_g^2}} \quad ; \quad (4.27)$$

$$\omega_{OD} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4 Q_0^2}} \quad \text{für } C_1 = C_2 \text{ und } G_{v1} = G_{v2} \quad . \quad (4.28)$$

Damit ergibt sich der Resonanzwiderstand zu

$$Z_0 = \frac{L}{R_2 C + \frac{L}{R_1}} = \frac{C_2}{C_1 G_{v2} + C_2 G_{v1}} \quad . \quad (4.29)$$

Mit der Spezialisierung $C_1 = C_2$ folgt daraus

$$Z_O = \frac{1}{G_{v1} + G_{v2}} \quad (4.30)$$

und mit Gl. (4.22):

$$\boxed{Z_O = Q_O R_g} \quad . \quad (4.31)$$

4.2.2 Vergleich mit der Spulengüte Q_L

Gelegentlich wird die Gyratorgüte auch über die Spulengüte Q_L der simulierten Induktivität charakterisiert. Für sie gilt definitionsgemäß

$$Q_L = \frac{\text{Im}(\underline{Z})}{\text{Re}(\underline{Z})} \quad (4.32)$$

Zur Berechnung kann wieder das Ersatzschaltbild in Bild 4.8 herangezogen werden, wobei der Parallelkondensator C jetzt wegzulassen ist. Ein wesentlicher Unterschied zum Niederfrequenz-Ersatzschaltbild einer Drahtspule besteht darin, daß außer dem Serienwiderstand R_2 ein nicht zu vernachlässigender Parallelwiderstand R_1 auftritt. Er ist dafür verantwortlich, daß die Spulengüte Q_L nicht monoton mit der Frequenz zunimmt, sondern ein Maximum durchläuft und bei höheren Frequenzen wieder abnimmt. Geht man von einem widerstandssymmetrischen Gyrator aus, erhält man für die Impedanz der simulierten Induktivität mit der Transformationsgleichung (4.12) die Beziehung:

$$\underline{Z}(j\omega) = \frac{j\omega C_2 + G_v}{j\omega C_2 G_v + G_v^2 + G_g^2} \quad .$$

Durch Erweitern mit dem konjugiert-komplexen Nenner folgt

daraus

$$\underline{Z}(j\omega) = \frac{j\omega C_2 G_g^2 + G_v(G_v^2 + G_g^2 + \omega^2 C_2^2)}{(G_v^2 + G_g^2)^2 + \omega^2 C_2^2 G_v^2} .$$

Damit lautet die Spulengüte nach Gl. (4.32):

$$Q_L(\omega) = \frac{\omega C_2 G_g^2}{G_v(G_v^2 + G_g^2 + \omega^2 C_2^2)} . \quad (4.33)$$

Mit der Gl. (4.23) für die Grundgüte Q_0 des Gyrators und der gut erfüllten Näherung $G_g^2 \gg G_v^2$, d. h. nach Gl. (4.23) $Q_0 \gg 0,5$, ergibt sich aus Gl. (4.33)

$$Q_L(\omega) = 2Q_0 \cdot \frac{\omega C_2 R_g}{1 + (\omega C_2 R_g)^2} . \quad (4.34)$$

Diese Funktion nimmt für

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{R_g C_2}$$

den Maximalwert

$$Q_{L \max} = Q_0 \quad (4.35)$$

an. Das Maximum der Spulengüte ist also identisch mit der im Abschnitt 4.2.1 definierten Grundgüte des Gyrators. Damit ergibt sich eine zweite Meßmöglichkeit mit Hilfe einer Induktivitäts-Meßbrücke. Bei höheren Frequenzen treten jedoch Unterschiede zwischen den beiden Meßverfahren auf, da sich parasitäre Phasenverschiebungen unterschiedlich auswirken. Im folgenden soll einheitlich die Definition über die Schwingkreisgüte bei gleichen Kondensatoren verwendet werden.

4.2.3 Einfluß der Kondensatorverluste

Bei der Berechnung der Gyratorgüte wurde bis jetzt von verlustlosen Kondensatoren ausgegangen. Um die Meßfehler abschätzen zu können, soll jetzt diese Voraussetzung fallengelassen werden. Verlustbehaftete Folienkondensatoren lassen sich mit guter Näherung als Reihenschaltung eines ohmschen Widerstandes R_s mit einem idealen Kondensator beschreiben. Der parallel liegende Isolations-Leitwert G_{is} kann gegenüber dem Verlustleitwert des Gyrators vernachlässigt werden bzw. gegebenenfalls in diesen mit eingerechnet werden.

Damit erhält man für einen simulierten Parallelschwingkreis die Ersatzschaltung in Bild 4.9. Der Gyrator sei als widerstandssymmetrisch mit den Verlustleitwerten $G_{v1} = G_{v2} = 1/R_v$ angenommen und gemäß der Meßvorschrift in Abschnitt 4.3.1 mit zwei gleichen Kondensatoren C mit den Verlustwiderständen R_s beschaltet.

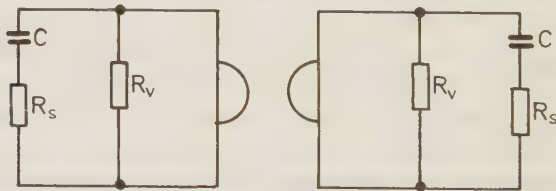


Bild 4.9 Parallel-Schwingkreis mit verlustbehaftetem Gyrator und verlustbehafteten Kondensatoren

Die Anwendung der Gyrator-Transformationsgleichung (4.3) führt auf die äquivalente Schaltung in Bild 4.10

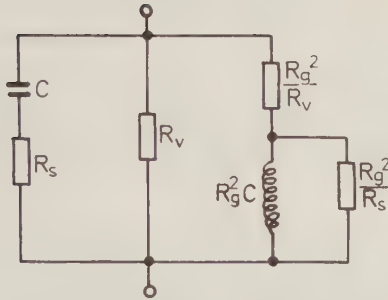


Bild 4.10 Äquivalente Schaltung zu Bild 4.9

Daraus erhält man die Impedanz

$$Z = \frac{R_v R_g^2 (1 + p C R_s) [(1 + p C R_s) + p C R_v]}{p C R_v R_g^2 \cdot (1 + p C R_s + p C R_v) + R_g^2 \cdot (1 + p C R_s) (1 + p C R_s + p C R_v) + R_v^2 (1 + p C R_s)^2}$$

Mit der sehr gut erfüllten Näherung $R_v \gg R_s$ folgt:

$$Z = \frac{R_g^2 (1 + p C R_v + p^2 C^2 R_v^2)}{R_v + 2 p C (R_g^2 + R_v R_s) + p^2 C^2 R_v (R_g^2 + R_s^2)} \quad (4.36)$$

Damit ergibt sich die Güte zu

$$Q = \frac{R_v \sqrt{R_g^2 + R_s^2}}{2 (R_g^2 + R_v R_s)} \quad (4.37)$$

Die Näherung $R_g^2 \gg R_s^2$ kann bei Gyrationenwiderständen über 100Ω ebenfalls als gut erfüllt angesehen werden. Damit läßt sich die Gl. (4.37) zu dem einfachen Ergebnis umformen:

$$Q = \frac{R_v R_g}{2 R_g^2 + 2 R_v R_s}$$

oder

$$\frac{1}{Q} = \frac{2R_g}{R_v} + \frac{2R_s}{R_g} ,$$

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{2R_s}{R_g} . \quad (4.38)$$

Dies ist der gesuchte Zusammenhang zwischen der Gyrator-Grundgüte und der Schwingkreisgüte bei Verwendung zweier gleicher, verlustbehafteter Kondensatoren.

Für den Verlustwinkel der Kondensatoren gilt definitionsgemäß

$$\tan \delta = \frac{\operatorname{Re}(\underline{Z})}{\operatorname{Im}(\underline{Z})} = \omega C R_s .$$

Setzt man für ω die Resonanzfrequenz des Schwingkreises ein, folgt daraus mit Gl. (4.26):

$$R_s = R_g \tan \delta .$$

Einsetzen in Gl. (4.38) liefert

$$\boxed{\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + 2 \tan \delta} . \quad (4.39)$$

Bei MKC-Kondensatoren z. B. ist der Verlustwinkel bis ca. 100 kHz mit

$$\tan \delta < 10 \cdot 10^{-3}$$

spezifiziert [31]. Damit ist die Schwingkreisgüte nach oben auf den Wert $Q_{\max} = 50$ begrenzt. Man erkennt, daß solche Kondensatoren zur Messung hoher Gyratorgüten ungeeignet sind. Bei hochwertigen Styroflex-Kondensatoren lautet die

entsprechende Spezifikation dagegen [32]:

$$\tan \delta < 0,1 \cdot 10^{-3} .$$

Damit wird $Q_{\max} = 5000$. Mit diesen Kondensatoren kann also auch die Güte hochwertiger Gyrtoren bestimmt werden. Bei Werten über $Q_0 = 1000$ ist jedoch eine Korrektur nach Gl. (4.39) notwendig.

4.2.4 Einfluß parasitärer Phasenverschiebungen

Bei den bisherigen Berechnungen wurden die Elemente der Gyrtor-Matrix Gl. (4.11) als reell angenommen. Um das Gyrtorverhalten bei höheren Frequenzen zu erfassen, soll diese Annahme nun entfallen.

Im Kapitel 2 wurde gezeigt, daß der Ausgangsleitwert realer Stromquellen einen kapazitiven Blindanteil enthält. Dieser Effekt läßt sich durch je eine Ersatzkapazität parallel zu den beiden Gyrtor-Toren berücksichtigen. Betreibt man den Gyrtor mit zweiseitig kapazitivem Abschluß, braucht man also lediglich die angeschlossenen Kapazitäten um den Betrag der Ersatzkapazität zu korrigieren. Die in den vorhergehenden Abschnitten eingesetzten Verlustleitwerte G_{v1} und G_{v2} sind dann genauer zu interpretieren als

$$G_{v1} = \operatorname{Re}(G_{v1}) \text{ und } G_{v2} = \operatorname{Re}(G_{v2}) . \quad (4.40)$$

Diese Definition soll im folgenden verwendet werden. Die angeschlossenen Lastkapazitäten werden im obigen Sinne als korrigiert betrachtet. Sie sollen für die folgenden Berechnungen als verlustlos angenommen werden.

Etwas schwieriger gestaltet sich die Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit der Gyrtorsleitwerte. In erster

Näherung kann man die gesteuerten Stromquellen als Tiefpässe erster Ordnung betrachten. Sie sollen wie bisher als näherungsweise gleich angenommen werden. Damit gilt

$$\underline{G}_g = \frac{G_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_g}} \quad (4.41)$$

Darin ist ω_g die 45°-Grenzfrequenz. Dies gilt einheitlich für beide Quellen, wenn man die Phasenverschiebung bei der invertierenden Quelle auf die invertierte Eingangsspannung bezieht. Im folgenden soll der Frequenzbereich

$$\omega \ll \omega_g \quad (4.42)$$

betrachtet werden, Damit läßt sich die Gl. (4.41) auf die Form

$$\underline{G}_g \approx G_0 (1 - j \frac{\omega}{\omega_g}) \quad (4.43)$$

bringen.

Zur Berechnung des Einflusses des Imaginärteiles auf die Transformationseigenschaften des Gytrators sei wieder ein simulierter "L"C-Parallelschwingkreis betrachtet. Mit den bisherigen Feststellungen kann man von derselben Ersatzschaltung wie in Bild 4.7 ausgehen. Der Unterschied besteht darin, daß jetzt als Y-Matrix für den dort als ideal bezeichneten Gytrator die komplexe Größe

$$\underline{Y}_g = \begin{pmatrix} 0 & \underline{G}_g \\ -\underline{G}_g & 0 \end{pmatrix}$$

verwendet werden muß. Damit erhält man für die Admittanz auf den linken Seite des Gytrators in Bild 4.7 die Beziehung

$$\underline{Y} = j\omega C_1 + G_{v1} + \frac{\frac{G_g^2}{G_0^2}}{G_{v2} + j\omega C_2} \quad .$$

Mit Gl. (4.43) folgt daraus

$$\underline{Y} = j\omega C_1 + G_{v1} + \frac{G_0^2 (1 - j\frac{\omega}{\omega_g})^2}{G_{v2} + j\omega C_2} \quad .$$

Mit der Voraussetzung (4.42) ergibt sich die Vereinfachung

$$\underline{Y} \approx j\omega C_1 + G_{v1} + \frac{G_0^2 (1 - 2j\frac{\omega}{\omega_g})}{G_{v2} + j\omega C_2} \quad (4.44)$$

$$= j\omega C_1 + G_{v1} + \frac{1}{\frac{G_{v2}}{G_0^2} + j\omega \frac{C_2}{G_0^2}} - \frac{1}{j\omega \frac{G_{v2} \omega_g}{2G_0^2} + \frac{C_2 \omega_g}{2G_0^2}} \quad (4.45)$$

Daraus ergibt sich die transformierte Ersatzschaltung in Bild 4.11. Sie stimmt mit der Ersatzschaltung in Bild 4.8

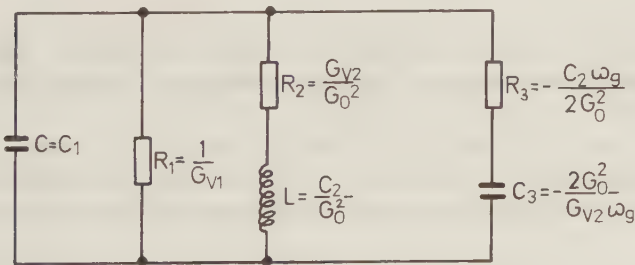


Bild 4.11 Transformiertes Ersatzschaltbild eines simulierten "L"C-Parallelschwingkreises mit verlustbehaftetem Gyrator und endlicher Grenzfrequenz der Gyrationaleitwerte

überein bis auf den zusätzlichen Parallelzweig aus dem negativen Widerstand R_3 und der negativen Kapazität C_3 . Um den dominierenden Einfluß zu ermitteln, muß man die Impedanz dieses Parallelzweiges genauer untersuchen. Man erhält

$$\underline{Z}_3 = - \frac{C_2 \omega_g}{2 G_0^2} \left(1 + \frac{G_{v2}}{j \omega C_2} \right) .$$

Bei hoher Grundgüte des Gyrtors ist in der Umgebung der Resonanzfrequenz

$$G_{v2} \ll \omega C_2 .$$

Damit wird $\underline{Z}_3 \approx R_3$, d. h. der Kondensator C_3 kann in diesem Fall näherungsweise durch einen Kurzschluß ersetzt werden. Dann geht die Ersatzschaltung in Bild 4.11 über in die Ersatzschaltung in Bild 4.8, wobei dort G_g durch G_0 zu ersetzen ist und G_{v1} durch

$$G_{v1}' = G_{v1} - \frac{2G_0^2}{C_2 \omega_g} . \quad (4.46)$$

Bei hoher Grundgüte besteht der einzige Effekt der endlichen Grenzfrequenz demnach in einer Entdämpfung des Schwingkreises.

Zur Berechnung der Gyrtorgüte setzt man nach der Vereinbarung in Abschnitt 4.2.1 $C_1 = C_2 = C$ und erhält aus Gl. (4.22)

$$Q_g = \frac{G_0}{G_{v1}' + G_{v2}} = \frac{G_0}{G_{v1} + G_{v2} - \frac{2G_0^2}{\omega_g C}} ,$$

$$Q_g = \frac{1}{\frac{1}{Q_0} - \frac{2G_0}{\omega_g C}} .$$

Mit Gl. (4.26) folgt daraus

$$Q_g = \frac{1}{\frac{1}{Q_0} - \frac{2\omega_0}{\omega_g}} \quad (4.47)$$

Man erkennt, daß in Abhängigkeit von ω_0/ω_g die Güte unendlich groß und auch negativ werden kann. In diesem Fall wäre die Schaltung instabil. Die Stabilität ist nur gesichert, wenn die Resonanzfrequenz f_0 kleiner ist als die kritische Frequenz

$$f_{\text{krit}} = \frac{f_g}{2Q_0} \quad (4.48)$$

Die kritische Frequenz, also die Frequenz, bei der $Q_g = \infty$ wird, reicht demnach nicht zur Charakterisierung der Hochfrequenzeigenschaften eines Gyrators aus, denn sie ist umso kleiner, je größer die Grundgüte ist. Ein geeignetes Vergleichskriterium ist das Güte-Bandbreite-Produkt

$$Q_0 \cdot f_{\text{krit}} = \frac{1}{2} f_g \quad (4.49)$$

Soll ein Gyrator mit einer Grundgüte von $Q_0 = 1000$ bis zu einer Frequenz von 100 kHz einsetzbar sein, muß die 45°-Grenzfrequenz der beiden gesteuerten Stromquellen über 200 MHz liegen. An dieser Stelle wird die Problematik bei der Realisierung breitbandiger Y-Gyratoren deutlich.

Man kann die Gyratorgüte Q_g auch noch vorteilhaft durch die Phasenverschiebung φ_0 der beiden Stromquellen bei der Resonanzfrequenz ausdrücken. Aus Gl. (4.41) ergibt sich mit $\omega = \omega_0$ für die einzelne Quelle:

$$\varphi_0 = -\arctan \frac{\omega_0}{\omega_g} \quad .$$

Dabei ist, wie im Abschnitt 4.2.4 bereits eingeführt, die Phase der invertierenden Quelle auf die invertierte Eingangsspannung bezogen.

Bei hoher Grundgüte muß, wie oben gezeigt, aus Stabilitätsgründen $\omega_0 \ll \omega_g$ sein. Damit folgt

$$\varphi_0 \approx - \frac{\omega_0}{\omega_g} \quad . \quad (4.50)$$

Einsetzen in Gl. (4.47) liefert

$$\boxed{Q_g = \frac{1}{\frac{1}{Q_0} + 2 \varphi_0}} \quad . \quad (4.51)$$

Phasen-Nacheilung führt demnach zur Entdämpfung, Phasenvor-eilung zur stärkeren Dämpfung des Schwingkreises. Ein wei-teres Zahlenbeispiel soll die Größenordnung verdeutlichen:

Wenn bei einer Grundgüte von 1000 der Einfluß der Phasen-verschiebung eine untergeordnete Rolle spielen soll, muß die Phasenverschiebung einer Stromquelle im interessierenden Frequenzbereich kleiner sein als $5 \cdot 10^{-4}$, d. h. kleiner als $0,03^\circ$.

4.3 Aussteuerbarkeit

Die Spannungs- und Stromaussteuerbarkeit eines realen Gy-rators ist begrenzt. Über die maximale Stromaussteuerbar-keit kann man durch entsprechende schaltungstechnische Maßnahmen weitgehend frei verfügen. Da die Betriebsspan-nungen der Schaltung jedoch systembedingt relativ eng vor-geschrieben sind, ist die Spannungsaussteuerbarkeit auf einen Wert $\hat{U}_{\max} < |U_b|$ beschränkt. Diese Beschränkung er-

gibt sich daraus, daß der Spannungsabfall an den Transistoren einer Schaltung nicht zu klein werden darf, da sonst nichtlineare Verzerrungen auftreten.

Wenn aber die Spannung an einem Gyrator-Tor auf einen Maximalwert begrenzt ist, folgt nach der Definitionsgleichung (4.6) eine Begrenzung des Ausgangsstromes am anderen Tor auf den Wert

$$\hat{I}_{\max} = \frac{\hat{U}_{\max}}{R_g} \quad (4.52)$$

Man kann nun mit einem Gyrator durch Wahl großer Gyrationswiderstände große Induktivitäten simulieren. Will man eine solche Induktivität beispielsweise als Netzdrossel einsetzen, macht sich jedoch die Gl. (4.52) nachteilig bemerkbar: durch die Drossel kann nämlich maximal nur der sehr kleine Gleichstrom $U_{\max}/R_g$ fließen. Innerhalb gewisser Grenzen kann eine Anpassung durch Wahl verschiedener Gyrationswiderstände erreicht werden.

4.4 Simulation schwimmender Induktivitäten

Reale Gyratoren sind über die Betriebsspannungszuführung mit dem Nullpotential verbunden. Wenn keine besonderen Maßnahmen ergriffen werden, muß man demnach das allgemeine Gyrator-Schaltbild 4.1 gemäß Bild 4.12 einschränken. Ein solcher Gyrator wird genauer als geerdeter Gyrator bezeichnet.

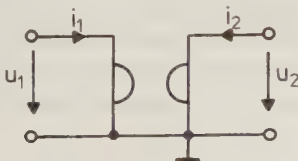


Bild 4.12 Geerdeter Gyrator

Man erkennt, daß man mit solchen Gyratoren nur geerdete Induktivitäten simulieren kann. Verschiedene Möglichkeiten zur Simulation schwimmender Induktivitäten sollen im folgenden diskutiert werden.

4.4.1 Schwimmende Stromversorgung

Die Masseverbindung des Gyratoren in Bild 4.12 läßt sich aufheben, wenn man für jeden Gyrtor eines Netzwerkes eine eigene Stromversorgung verwendet, die durch je einen eigenen Netztransformator vom Nullpotential isoliert wird. Allerdings bleibt bei diesem Verfahren die Verbindung zwischen den beiden Gyrtoren erhalten. Dies ist keine sehr wesentliche Einschränkung, da man bei den meisten Anwendungsfällen nur einen schwimmenden Zweipol benötigt. Wegen des hohen Aufwandes und der fehlenden Integrationsmöglichkeit kommt dem Verfahren jedoch keine praktische Bedeutung zu.

Günstiger ist die Realisierung der schwimmenden Stromversorgung mit Hilfe von Stromquellen und Z-Dioden wie in Bild 4.13.

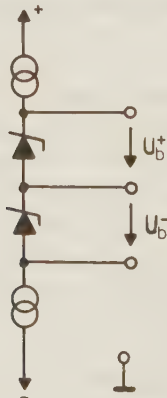


Bild 4.13 Schwimmende Stromversorgung mit Konstantstromquellen

Hinsichtlich der parasitären Effekte ist diese Schaltung sehr günstig. Bei ihrer Verwendung kann man für eine simulierte schwimmende Induktivität die einfache Ersatzschaltung in Bild 4.14 angeben. Darin ist Z die Parallelschaltung der beiden Stromquellenimpedanzen, für die man hohe Werte erreichen kann.



Bild 4.14 Ersatzschaltung einer schwimmenden Induktivität bei Verwendung der Stromversorgung in Bild 4.13

Die Ströme der beiden Konstantstromquellen müssen möglichst genau gleich sein. Da immer eine kleine Stromdifferenz verbleiben wird, muß von den Anschlüssen der Induktivität ein Gleichstrompfad nach Masse führen, der umso hochohmiger sein kann, je kleiner die Stromdifferenz ist. Diese Forderung tritt auch bei dem in Abschnitt 4.4.3 beschriebenen Verfahren auf.

Läßt sich ein genügend niederohmiger Gleichstrompfad nicht realisieren, kann man eine Regelschaltung anschließen, die das mittlere Potential stabilisiert. Sie wirkt wie eine große Induktivität parallel zur Impedanz Z in Bild 4.14.

Der Nachteil der schwimmenden Stromversorgung in Bild 4.13 besteht in dem großen Leistungsbedarf; denn einerseits benötigen die Z -Dioden einen gewissen Ruhestrom, und andererseits darf der Spannungsabfall an den beiden Konstantstromquellen einen bestimmten Minimalwert nicht unterschreiten.

4.4.2 Kettenschaltung von zwei geerdeten Gyratoren

A. Hold und J. Taylor [33] sowie J. Gensel [34] haben die Realisierungsmöglichkeit einer erdfreien Induktivität durch Kettenschaltung von zwei geerdeten Gyratoren und einer Kapazität wie in Bild 4.15 angegeben.

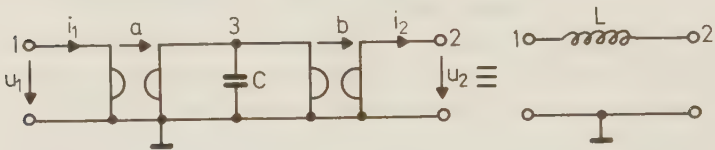


Bild 4.15 Simulation einer schwimmenden Induktivität durch Kettenschaltung von zwei geerdeten Gyratoren

Zur Herleitung der Transformationsgleichungen seien die beiden Gyratoren als verlustlos mit den Y-Matrizen

$$Y_a = \begin{pmatrix} 0 & G_{g1a} \\ -G_{g2a} & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad Y_b = \begin{pmatrix} 0 & G_{g1b} \\ -G_{g2b} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.53a)$$

angenommen. Dabei werden zunächst vierverschiedene Gyrationleitwerte angesetzt, um zu einer möglichst allgemeinen Beziehung zu gelangen. Die entsprechenden Kettenmatrizen lauten:

$$A_a = \begin{pmatrix} 0 & 1/G_{g2a} \\ G_{g1a} & 0 \end{pmatrix} ; \quad A_b = \begin{pmatrix} 0 & 1/G_{g2b} \\ G_{g1b} & 0 \end{pmatrix} . \quad (4.53b)$$

Mit der A-Matrix des geerdeten Kondensators C in Bild 4.15

$$A_c = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ pC & 1 \end{pmatrix}$$

ergibt sich durch Matrizenmultiplikation die A-Matrix des Gesamtvierpols zu

$$A_{\text{ges}} = \begin{pmatrix} \frac{G_{g1b}}{G_{g2a}} & \frac{pC}{G_{g2a} G_{g2b}} \\ 0 & \frac{G_{g1a}}{G_{g2b}} \end{pmatrix} . \quad (4.54)$$

Die Kettenmatrix der schwimmenden Induktivität L in Bild 4.15 lautet

$$A_L = \begin{pmatrix} 1 & pL \\ 0 & 1 \end{pmatrix} .$$

Die Gyratorschaltung in Bild 4.15 simuliert demnach nur dann eine schwimmende Induktivität, wenn die Paarungsbedingungen

$$\boxed{G_{g1b} = G_{g2a}} \quad (4.55a)$$

und

$$\boxed{G_{g1a} = G_{g2b}} \quad (4.55b)$$

erfüllt sind. Dann gilt $A_{\text{ges}} = A_L$ mit

$$L = \frac{C}{G_{g2a} G_{g2b}} = \frac{C}{G_{g1b} G_{g2b}} .$$

Bei unvollkommener Paarung tritt zusätzlich zur Induktivität $L = C/G_{g1b}G_{g2b}$ ein in Kette geschalteter Transformator auf. Dies ergibt sich durch Zerlegung der Matrix A_{ges} in Gl. (4.54) gemäß

$$A_{\text{ges}} = \begin{pmatrix} \frac{G_{g1b}}{G_{g2a}} & 0 \\ 0 & \frac{G_{g1a}}{G_{g2b}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{pC}{G_{g1b} G_{g2b}} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} . \quad (4.56)$$

Im Unterschied zu einem idealen, passiven Transformator sind die beiden Übertragungsfaktoren nicht notwendigerweise reziprok. Es handelt sich also um einen verallgemeinerten, aktiven Transformator, bei dem die an einem Tor abgegebene Leistung größer oder kleiner sein kann als die am anderen Tor aufgenommene.

Wie störend sich der parasitäre Transformator auf die Übertragungsfunktion eines Filters auswirkt, muß im Einzelfall untersucht werden. Dieser Punkt wird im Kapitel 6 anhand eines Beispielen untersucht. Im allgemeinen ist durch das Auftreten der Paarungsbedingung mit einer Vergrößerung der Empfindlichkeit zu rechnen.

4.4.3 Differenzverstärker und schwimmende Stromquellen

Zu einem geringeren Aufwand und leichter einzuhaltenden Paarungsbedingungen kommt man, wenn man ein schwimmendes Gyrator-Tor mit Hilfe von Differenzverstärkern realisiert [5]. Da es in den meisten Fällen gleichgültig ist, an welchem Potential der Simulationskondensator angeschlossen ist, wird man das zweite Tor zweckmäßigerweise geerdet ausführen, um den Aufwand nicht unnötig zu vergrößern. Damit ergibt sich das Schaltbild 4.16, das auch für die Schaltung in Bild 4.15 Gültigkeit besitzt. Ein solcher Gyrator wird zur genaueren Unterscheidung als "halb-schwimmend" bezeichnet

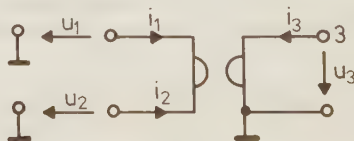


Bild 4.16 Zur Definition des halb-schwimmenden Gyrators

In Analogie zu Gl. (4.1) gilt für diesen Gyration im Ideal-fall:

$$i_3 = -G_g(u_1 - u_2) = -G_g u_1 + G_g u_2 \quad ,$$

$$i_1 = -i_2 = G_g u_3 \quad .$$

Seine 3x3-Y-Matrix lautet damit

$$Y_g = \begin{pmatrix} 0 & 0 & G_g \\ 0 & 0 & -G_g \\ -G_g & G_g & 0 \end{pmatrix} . \quad (4.57)$$

Zur Untersuchung des halb-schwimmenden Y-Gyrators geht man von der allgemeinen Stromquellen-Ersatzschaltung in Bild 4.2 aus und trägt gemäß Bild 4.16 das Nullpotential ein. Damit ergibt sich die Schaltung in Bild 4.17.

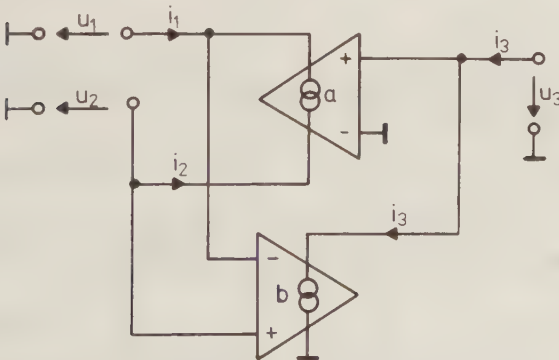


Bild 4.17 Halb-schwimmender Y-Gyration

Man benötigt also eine Quelle a mit geerdetem Eingang und

und schwimmendem Ausgang sowie eine Quelle b mit schwimmendem Eingang und geerdetem Ausgang.

Der schwimmende Ausgang kann wie in Bild 2.10 gezeigt, durch Reihenschaltung von zwei gegensinnig gesteuerten geerdeten Stromquellen realisiert werden. Für ihre Ausgangsströme gilt

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= G_a u_3, \\ \text{und } i_2 &= -G'_a u_3. \end{aligned} \right\} \quad (4.58)$$

Eine schwimmende Stromquelle wird nur dann ideal simuliert, wenn die Paarungsbedingung

$$G_a = G'_a \quad (4.59)$$

erfüllt ist.

Für die Quelle b muß gelten:

$$i_3 = -G_b(u_1 - u_2) = -G_b u_1 + G_b u_2.$$

Bei einer realen Quelle mit endlicher Gleichtaktunterdrückung gilt stattdessen

$$i_3 = -G_b u_1 + G'_b u_2. \quad (4.60)$$

Ein idealer, halb-schwimmender Gyrator ergibt sich demnach nur dann, wenn auch die zweite Paarungsbedingung

$$G_b = G'_b \quad (4.61)$$

erfüllt ist. Diese Bedingung ist gleichbedeutend mit der Forderung nach einer unendlich hohen Gleichtaktunterdrückung G. Nach der Definition in Gl. (2.17) ergibt sich der Zusammenhang

$$G = \frac{G_b}{|\Delta G_b|} \quad (4.62)$$

In Analogie zur Gleichtaktunterdrückung G läßt sich die unvollkommene Symmetrie der beiden Ausgangsströme i_1 und i_2 der Quelle a durch die Symmetriefehlerunterdrückung

$$G_s = \frac{|i_1|}{|\Delta i|} = \frac{G_a}{|\Delta G_a|}$$

ausdrücken. Im Idealfall wird sie wie die Gleichtaktunterdrückung unendlich groß.

Nun soll untersucht werden, welche parasitären Effekte sich ergeben, wenn die beiden Paarungsbedingungen nicht vollkommen erfüllt sind. Dazu wird, einem Gedanken von Heinlein, Holmes und Grützmann [5] folgend, der halb-schwimmende Gyrtator nach den Gleichungen (4.58) und (4.60) durch die Ersatzschaltung von vier spannungsgesteuerten Stromquellen wie in Bild 4.18 dargestellt.

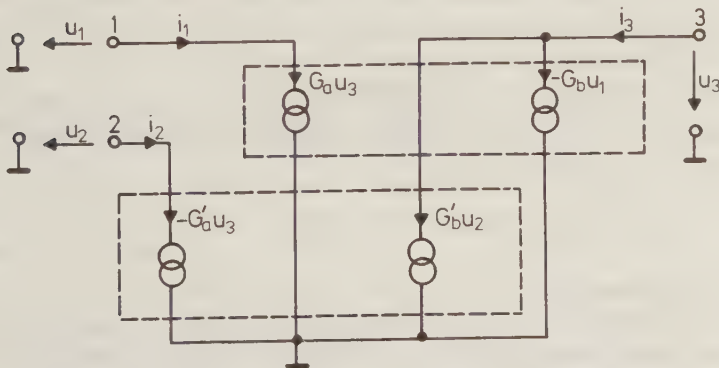


Bild 4.18 Halb-schwimmender Y-Gyrator nach Bild 4.17

Nun kann man, wie in Bild 4.18 gestrichelt eingezeichnet,

jeweils zwei Stromquellen zu einem geerdeten Gyrator zusammenfassen und erhält die äquivalente Gyratorschaltung in Bild 4.19.

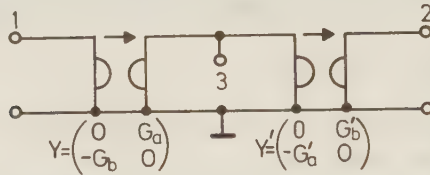


Bild 4.19 Äquivalente Gyratorschaltung zu Bild 4.18

Wie man sieht, ist genau dieselbe Schaltung wie in Bild 4.15 entstanden. Der Koeffizientenvergleich mit Gl. (4.53a) liefert:

$$\left. \begin{aligned} G_{g1a} &= G_a & ; & & G_{g1b} &= G'_b \\ G_{g2a} &= G_b & ; & & G_{g2b} &= G'_a \end{aligned} \right\} \quad (4.63)$$

Die in Abschnitt 4.4.2 hergeleiteten Bedingungen für das Verschwinden des parasitären Transformators lauten damit nach Gl. (4.55a, b)

$$G_b = G'_b \quad \text{und} \quad G_a = G'_a$$

in Übereinstimmung mit Gl. (4.59) und (4.61). Bezüglich der Auswirkungen einer unvollkommenen Paarung verhalten sich also beide Schaltungen genau gleich. Der Vorteil der Differenzverstärkermethode liegt neben dem geringeren schaltungstechnischen Aufwand darin, daß die Paarungsbedingungen leichter zu erfüllen sind als bei der Gyrator-Kettenschaltung. Dies wird deutlich, wenn man die Gl. (3.9) für

die Gleichtaktunterdrückung der FET-Stromquelle in Bild 3.1 betrachtet:

$$G = \frac{\mu}{\Delta\mu/\mu} .$$

Darin ist μ die Leerlaufverstärkung der Eingangs-FET's. Mit Gl. (4.62) folgt daraus:

$$\frac{\Delta G_b}{G_b} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\Delta\mu}{\mu} . \quad (4.64)$$

Die relative Paarungstoleranz der Übertragungsleitwerte ist also um den Faktor $\mu \approx 100 \dots 300$ kleiner als die relative Paarungstoleranz der maßgebenden Bauelementeparameter.

Für die Symmetriebedingung der Quelle a gilt ein ähnlich günstiger Zusammenhang, wenn man die beiden Quellen, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, dadurch realisiert, daß man die FET-Stromquelle in Bild 3.1 mit einer zweiten Endstufe versieht, die an den Drain-Elektroden der Eingangs-FET's $T_{1a,2a}$ angeschlossen wird. Der Betrag des Ausgangsstromes I_a wird nämlich umso genauer gleich dem gemeinsamen Ansteuerstrom I_6 , je größer der Ausgangswiderstand r_a der Konstantstromquellen $T_{3a,b}$ gegenüber dem Eingangswiderstand $1/S$ der Ausgangstransistoren ist. Paarungsfehler zwischen den beiden Endstufen gehen nur um den Faktor Sr_a verkleinert in die Symmetriebedingung ein. Dies ist ein weiterer Vorteil der FET-Stromquelle in Bild 3.1 gegenüber bisher veröffentlichten Schaltungen.

Wie schon in Abschnitt 2.5.2 erwähnt wurde, muß der unvermeidliche Offsetstrom der beiden Stromquellen, die die schwimmende Quelle a in Bild 4.17 bzw. 4.18 simulieren, über einen ausreichend niederohmigen Gleichstrompfad nach Masse abfließen können, um eine ausgangsseitige Spannungsübersteuerung zu vermeiden. In dieser Beziehung liegen dieselben Verhältnisse vor wie bei dem Verfahren nach Bild 4.13.

Die Übereinstimmung von Bild 4.15 und 4.19 zeigt außerdem, daß dieselbe Forderung auch bei der Kettenschaltung von zwei Gyrotoren erfüllt sein muß. Diese Tatsache wurde bisher meist übersehen.

5. Realisierung von Y-Gyratoren mit Stromquellen nach

Kapitel 3

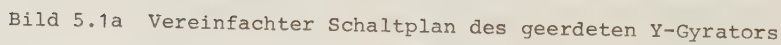
Im vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, daß man zur Realisierung eines hochwertigen Y-Gyrators zwei spannungsgesteuerte Stromquellen mit niedrigem Eingangs- und Ausgangsleitwert benötigt, deren Kurzschlußsteilheit eine extrem kleine Phasenverschiebung aufweist. Die in Bild 3.1 gezeigte FET-Breitbandstromquelle wird diesen Anforderungen gerecht: Der Niederfrequenz-Eingangsleitwert ist vernachlässigbar klein. Für den Ausgangsleitwert entnimmt man aus der Kennlinie in Bild 3.10 im Aussteuerbereich ± 2 V einen Wert von $1,25 \mu\text{S}$. Die in Bild 3.1 eingetragene Dimensionierung gilt für einen Übertragungsleitwert $G_g = S_D = 1\text{mS}$. Damit kann man für einen Y-Gyrator nach Gl. (4.23) eine Grundgüte von

$$Q_0 = \frac{G_g}{2G_v} = 400 \quad (5.1)$$

erwarten.

Bild 5.1a zeigt den vereinfachten Schaltplan eines geerdeten Y-Gyrators aus zwei Stromquellen nach Bild 3.1, die gemäß dem Blockschaltbild 4.2 miteinander verbunden wurden. Da die FET-Stromquelle in Bild 3.1 über einen Differenzeingang verfügt, wurde die notwendige Signalinvertierung bei der Quelle b in Bild 5.1a durch Vertauschen der Eingangsklemmen vorgenommen. Man benötigt also keine zusätzliche Inverterstufe; d. h. beide Quellen können identisch aufgebaut werden. Der vollständige Schaltplan des geerdeten Gyrators ist in Bild 5.1b mit der Dimensionierung für $R_g = 1\text{k}\Omega$ dargestellt.

Mit Hilfe der schwimmenden Konstantstromquelle T_6 werden die Gatepotentiale U_{GG}^+ und U_{GG}^- für die Ausgangs-FET's T_4 , T_5



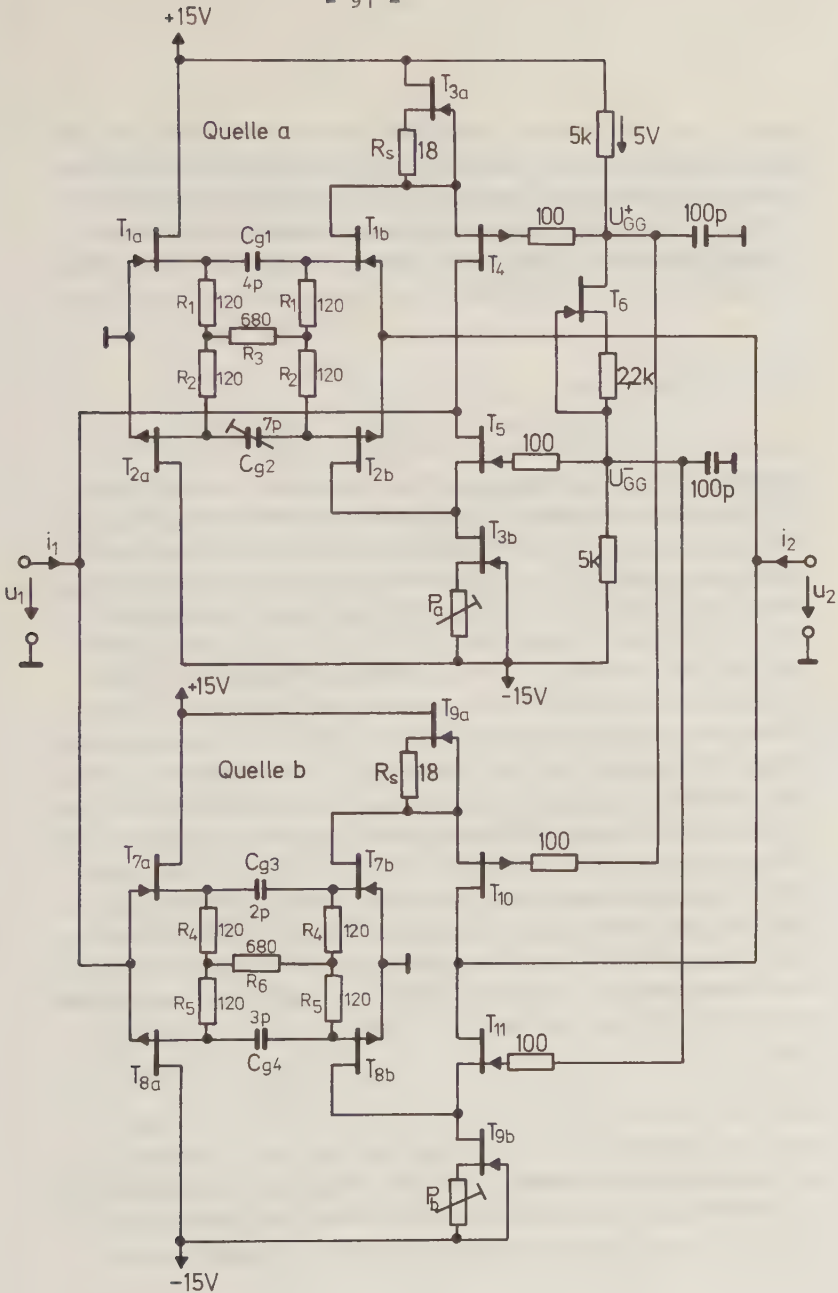


Bild 5.1b Vollständiger Schaltplan des geerdeten Y-Gyrators. Dimensionierung für $R_g = 1k\Omega$

und T_{10} , T_{11} der beiden Stromquellen gemeinsam erzeugt. Die 100 Ω -Widerstände vor den Gate-Elektroden dieser FET's sollen parasitäre Schwingungen und unerwünschte Kopplungen verhindern. Bei definiertem Aufbau innerhalb einer integrierten Schaltung reicht für diesen Zweck der ohnehin vorhandene Leiterbahnwiderstand aus.

5.1 Offsetspannung

Die beiden Einstellwiderstände P_a und P_b dienen zum Nullabgleich der Leerlaufspannungen. Zur Einstellung läßt man die beiden Gyratortore gleichstrommäßig leerlaufen. Dadurch wird die Schleifenverstärkung in der äußeren Gegenkopplungsschleife für niedrige Frequenzen sehr groß. Dies führt dazu, daß sich an den beiden Quelleneingängen nur kleine Spannungen einstellen, die durch die Nullpunktfehler bestimmt werden. Der Zusammenhang zwischen den Leerlauf-Gleichspannungen an den beiden Gyrator-Toren und den Offsetspannungen der beiden Quellen läßt sich aufgrund folgender Überlegung explizit angeben: Wie schon gezeigt, stellen sich nur kleine Spannungen ein. Da die Verlustleitwerte an den beiden Toren sehr klein sind, ist der Ausgangs-Gleichstrom der beiden Quellen praktisch gleich Null. Die zugehörige Eingangsspannung ist aber gerade die Offsetspannung der betreffenden Quelle. Am Tor 1 erscheint demnach die Offsetspannung der Quelle b. Sie wird mit dem Einstellwiderstand P_b auf Null abgeglichen. Am Tor 2 erscheint die Offsetspannung der Quelle a. Sie wird mit P_a abgeglichen.

Wenn der Gyrator nicht zur Kettenschaltung mit weiteren Gy ratoren eingesetzt wird, schließt man am Tor 2 lediglich einen Simulationskondensator C_2 an. In diesem Fall spielt die Offsetspannung am Tor 2 keine Rolle. Man kann dann P_a durch einen Festwiderstand ersetzen und außerdem die

FET's T_{1a} , T_{2a} einsparen. Wie man in Bild 5.1 erkennt, arbeiten sie lediglich als Sourcefolger für das Nullpotential, um die Offsetspannungsdrift am Tor 2 klein zu halten. Die beiden Widerstände R_1 und R_2 auf der linken Seite von R_3 entfallen dann ebenfalls. Der linke Anschluß von R_3 wird stattdessen am Nullpotential angeschlossen und sein Wert entsprechend vergrößert.

5.2 Frequenzgang der Güte ohne Phasenkorrektur

Im Abschnitt 3.3.3 wurde für die Grenzfrequenz des Übertragungsleitwertes der FET-Stromquelle in Bild 3.1 ohne C_g ein Meßwert von 25 MHz angegeben. Unter Berücksichtigung der in Gl. (5.1) ermittelten Grundgüte $Q_0 = 400$ kann man nach Gl. (4.48) eine kritische Frequenz von

$$f_{\text{krit}} = \frac{25 \text{ MHz}}{2 \cdot 400} = 31 \text{ kHz} \quad (5.2)$$

erwarten.

Bild 5.2 zeigt die Meßanordnung zur Ermittlung der Güte. Der Gyrator wurde gemäß der Vereinbarung in Abschnitt 4.2.1 mit gleichen Kondensatoren zur Simulation eines Parallel-LC-Schwingkreises beschaltet. Dieser bildet zusammen mit dem Vorwiderstand R_v ein selektives Filter. Die Güte wurde aus der 3 dB-Bandbreite der Spannungs-Übertragungsfunktion gemäß der Definition

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}$$

berechnet.

Der Schwingkreis wird durch den Vorwiderstand R_v parallel bedämpft. Damit der Einfluß auf die Resonanzbreite klein

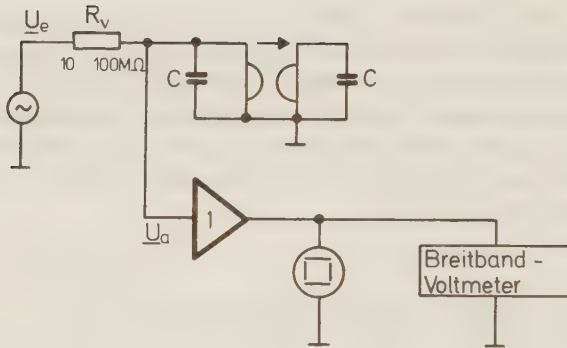


Bild 5.2 Meßanordnung zur Ermittlung der Güte aus der Resonanzbreite

bleibt, muß R_v groß gegenüber dem Resonanzwiderstand gewählt werden, für dessen Niederfrequenzwert nach Gl. (4.31)

$$Z_O = Q_O R_g$$

gilt. Ob R_v hinreichend groß gewählt wurde, läßt sich meßtechnisch daran erkennen, daß die Resonanzamplitude $\hat{U}_{a \text{ res}}$ in diesem Fall klein gegenüber $\hat{U}_e$ sein muß. Bei den Messungen wurde mit einem Verhältnis von

$$\frac{\hat{U}_{a \text{ res}}}{\hat{U}_e} < 0,1$$

gearbeitet. Damit ergibt sich für die Güte ein Meßfehler von maximal -10 %. Er läßt sich verringern, wenn man zur Signaleinspeisung eine Stromquelle verwendet und auf diese Weise direkt den Frequenzgang von $\underline{Z}$ mißt.

Um eine zusätzliche Bedämpfung durch den Eingangswiderstand der Spannungs-Meßgeräte zu vermeiden, wurde ein FET-Impedanz-

wandler eingesetzt.

Zur direkten Darstellung der Resonanzkurve auf einem Oszillographen-Speicherschirm wurde als Breitbandvoltmeter und Spannungsgenerator der Wobbel-Meßplatz hp 8556 A/8552 B verwendet.

Als zusätzliche Meßmethode wurde die Abklingfunktion von $\underline{U}_a$ nach Abklemmen des Spannungsgenerators aufgezeichnet. Nach [35] ergibt sich daraus die Güte zu

$$Q = \pi n_e \quad . \quad (5.3)$$

Darin ist n_e die Zahl der Schwingungen, bei der die Amplitude auf den e -ten Teil des Anfangswertes abgenommen hat. Bild 5.3 zeigt eine solche Abklingkurve für den Gyrator in Bild 5.1 mit Phasenkorrektur nach Abschnitt 5.3 bei einer Resonanzfrequenz von 105 kHz.

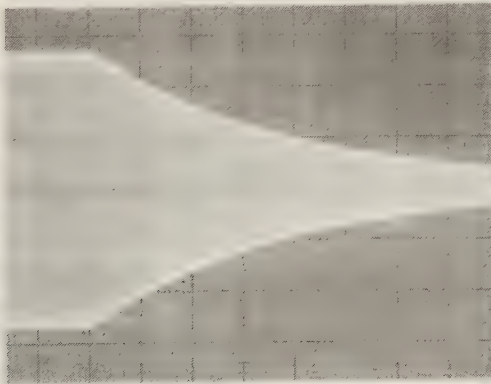


Bild 5.3 Abklingkurve des Gyrator-Parallelschwingkreises bei $f_0 = 105$ kHz.
Vert.: 0,5 V/Div.; Hor.: 0,5 ms/Div.

Der Verlauf der Güte ist in Bild 5.4 als Funktion der Resonanzfrequenz aufgezeichnet. Für die Grundgüte ergab sich

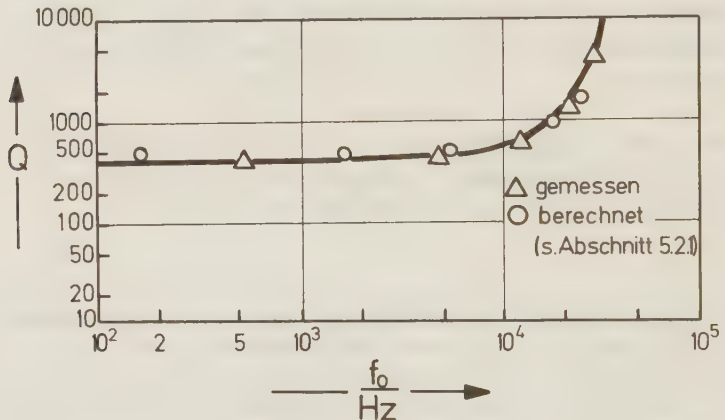


Bild 5.4 Güte als Funktion der Resonanzfrequenz
ohne Phasenkorrektur.
 $R_g = 1 \text{ k}\Omega$; $\hat{U}_a = 0,5 \text{ V}$

ein Wert von 430, für die kritische Frequenz extrapoliert ca. 30 kHz in guter Übereinstimmung mit den nach Gl. (5.1) und (5.2) zu erwartenden Ergebnissen.

5.2.1 Lineare Netzwerkanalyse

Bei Linearschaltungen ist es für die Reproduzierbarkeit besonders wichtig, sicherzustellen, daß die interessierenden Parameter nicht durch unerkannte parasitäre Effekte wesentlich mitbestimmt werden. Deshalb wurde versucht, die Meßergebnisse rechnerisch zu untermauern und dabei die bekannten parasitären Eigenschaften der Bauelemente so weit wie möglich zu berücksichtigen. Dabei wurde das einfachste Kleinsignal-Ersatzschaltbild eines FET's zugrunde gelegt,

wie es in Bild 5.5 dargestellt ist. Zur Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit wurden die beiden dominierenden Kapazitäten C_{GD} und C_{GS} aufgenommen. Die Steilheit der FET's wurde für den interessierenden Frequenzbereich < 10 MHz als reell angenommen.

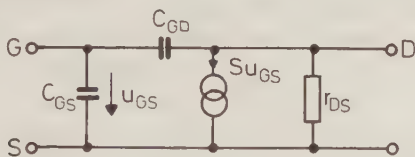


Bild 5.5 Einfachstes FET-Kleinsignal-Ersatzschaltbild

Die Konstantstromquellen $T_{3a,b}$, T_6 und $T_{9a,b}$ in Bild 5.1b wurden durch ein vereinfachtes Ersatzschaltbild gemäß Bild 5.6 charakterisiert, dessen Parameter direkt gemessen wurden.

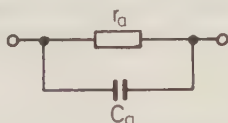


Bild 5.6 Kleinsignal-Ersatzschaltbild der Konstantstromquellen

In Bild 5.7 sind die Parameter der Ersatzschaltungen für die einzelnen Bauelemente in den eingestellten Arbeitspunkten zusammengestellt. Ausgehend von diesen Parametern hat Fuhrmann [36] im Rahmen einer Diplomarbeit die Eigenschaften des Gytrators mit Hilfe des Netzwerkanalyse-Programmes ERLNAP [37] auf der Rechenanlage CD 3300 untersucht. Dabei wurden die beiden Stromquellen a und b einzeln untersucht, und anschließend die Gytratorparameter mit Hilfe der in Kapitel 4

FET Nr.	Arbeitspunkte				Parameter		
	Typ	$\frac{U_{DS}}{V}$	$\frac{I_D}{mA}$	$\frac{S}{mA/V}$	$\frac{r_{DS}}{k\Omega}$	$\frac{C_{GS}}{pF}$	$\frac{C_{DG}}{pF}$
T _{1a} , T _{7a}	BF 256	14,5	4,5	5	33	2	0,85
T _{1b} , T _{7b}	"	9	4,5	5	33	2	0,9
T ₅ , T ₁₁	"	9,5	4,5	5	33	2	0,9
T _{2a} , T _{8a}	E 271	-14,5	-4,5	6	16	12	4
T _{2b} , T _{8b}	"	-9	-4,5	6	16	12	4,3
T ₄ , T ₁₀	"	-9,5	-4,5	8	13	15	5

Konstantstromquellen:

		$\frac{U_{DG}}{V}$	$\frac{I_D}{mA}$	$\frac{r_a}{k\Omega}$	$\frac{C_a}{pF}$
T _{3a,b} } T _{9a,b} }	BF 256	5,5	9	15	1
T ₆	BF 256	20	1	185	0,8

Bild 5.7 Tabelle der FET-Parameter für die Netzwerk-analyse

abgeleiteten Beziehungen berechnet.

Aus Niederfrequenz-Übertragungsleitwert und -Ausgangsleitwert ergab sich die Grundgüte nach Gl. (4.23) zu

$$Q_0 = \frac{1 \text{ mS}}{2 \cdot 1,066 \mu\text{S}} = 469$$

Im zweiten Schritt wurde der Frequenzgang der Phasenverschiebung des Übertragungsleitwertes (zunächst ohne C_g) berechnet.

Dabei ergab sich zwischen Quelle a und Quelle b trotz des identischen Wertesatzes ein systematischer Unterschied: Die Phasennacheilung bei der Quelle a ist größer als bei der Quelle b. Dieser Effekt erklärt sich durch den Einfluß der Drain-Gate-Kapazitäten von T_{1b} , T_{2b} bzw. T_{7b} , T_{8b} . Bei der Quelle b tritt an diesen Kapazitäten nur eine kleine Wechselspannung auf, die umso kleiner ist, je größer die Steilheit der Ausgangs-FET's T_{10} bzw. T_{11} ist.

Bei der Quelle a hingegen liegt an den entsprechenden Kapazitäten die volle Eingangswechselspannung. Der dadurch verursachte Blindstrom führt zu einer Phasen-Nacheilung und Betrags-Anhebung des Übertragungsleitwertes. Im Abschnitt 3.3.4 wurde bereits gezeigt, daß der gleiche Effekt auch wesentlich in den Frequenzgang der Gleichtaktunterdrückung eingeht.

Da sich die Phasenverschiebung der beiden Quellen als verschieden herausgestellt hat, wurde zur Berechnung des Güte-Frequenzganges die Gl. (4.51) verallgemeinert und in der Form

$$Q_g(f) = \frac{1}{\frac{1}{Q_0} + \varphi_a(f) + \varphi_b(f)} \quad (5.4)$$

verwendet. Das Ergebnis der Rechnung ist in Bild 5.4 eingetragen. Der Vergleich zeigt, daß trotz Verwendung der vereinfachten Modelle bereits eine sehr gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen erzielt wurde.

5.3 Erweiterung des Frequenzbereiches durch Phasenkorrektur

Die Phasenverschiebung zwischen Ausgangsstrom und Eingangsspannung beträgt für beide Quellen zusammen bei einer Fre-

quenz von 32 kHz

$$\varphi_a + \varphi_b = -0,13^\circ.$$

Diese geringe Phasennacheilung reicht bereits aus, um, wie in Bild 5.4 dargestellt, die Güte auf unendlich große Werte ansteigen zu lassen. Es liegt nahe, Differenzierglieder in die Quellen einzubauen, um die Phasennacheilung zu kompensieren und damit den Frequenzbereich des Gyrtors zu vergrößern. Zu diesem Zweck dienen die Kondensatoren C_{g1} bis C_{g4} in Bild 5.1b. In dem Bereich der genannten kleinen Phasenverschiebungen ist der Einfluß auf den Betrag der Übertragungsleitwerte vernachlässigbar klein.

Mit Hilfe des Netzwerkanalyse-Programms wurden durch Iteration die Werte der Kompensationskapazitäten ermittelt, für die der Frequenzgang der Phasenverschiebung für jede Quelle einzeln maximal flach wird. Daraus ergab sich

$$C_a = C_{g1} + C_{g2} = 11 \text{ pF} ,$$

$$C_b = C_{g3} + C_{g4} = 5 \text{ pF} .$$

Verschiedene Aufteilung der Gesamtkapazität $C_a + C_b$ auf die vier Einzelkapazitäten ergab in der Umgebung des Optimums einen relativ geringen Einfluß auf den Frequenzgang. Deshalb wurde zur experimentellen Optimierung des Frequenzganges nur ein Kompensationskondensator (C_{g2}) variiert.

Die theoretischen und experimentellen Ergebnisse sind in Bild 5.8 dargestellt. Die Kurve 1 zeigt den aus Q_0 , φ_a und φ_b nach Gl. (5.4) berechneten Frequenzgang der Gyrtorgüte Q_g bei optimaler Phasenkompensation. Danach beträgt die kritische Frequenz extrapoliert

$$f_{\text{krit opt}} = 4,5 \text{ MHz} .$$

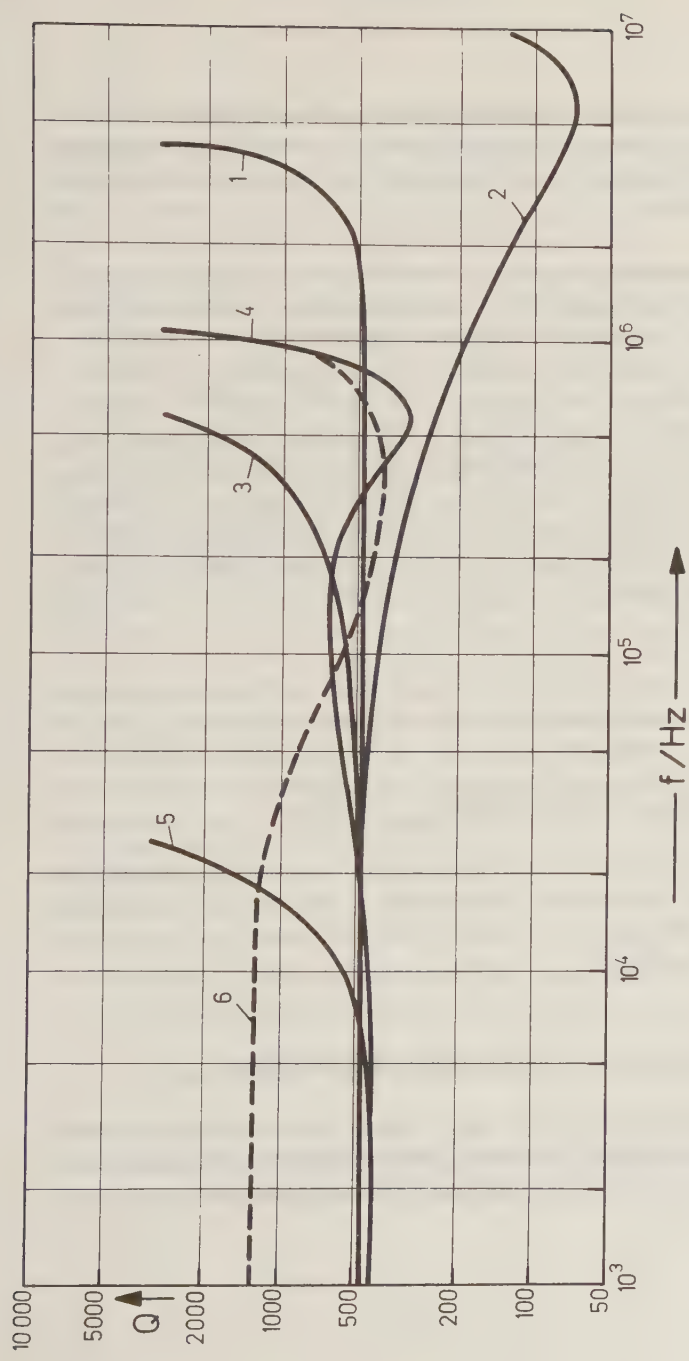


Bild 5.8 Frequenzgang der Güte mit Phasenkorrektur

Kurve 1: berechnet für $C_{g1} + C_{g2} = 11$ pF und $C_{g3} + C_{g4} = 5$ pF

Kurve 2: berechnet für $\Delta C_{gi}/C_{gi \text{ opt}} = + 5 \%$

Kurve 3: berechnet für $\Delta C_{gi}/C_{gi \text{ opt}} = - 5 \%$

Kurve 4: gemessen nach Feinabgleich von C_{g2}

Kurve 5: unkompensiert
Kurve 6: reduzierter Ruhestrom
(s. Abschnitt 5.4)

Die Angabe dieses Optimalwertes reicht zur Charakterisierung einer Schaltung allein nicht aus, denn er gibt keine Auskunft über die Empfindlichkeit und damit die Reproduzierbarkeit.

Zur Beurteilung der Empfindlichkeit wurden die Kompensationskapazitäten um 5 % erhöht. Die Kurve 2 in Bild 5.8 zeigt das berechnete Ergebnis, entsprechend die Kurve 3 für eine Kapazitätsänderung von -5 %. Ähnliche Kurven ergaben sich bei der Variation von FET-Kapazitäten. Man erkennt, daß eine hinreichend niedrige Empfindlichkeit der Güte bis zu einer Frequenz von ca. 200 kHz gewährleistet ist. Bei dieser Frequenz bewirkt eine Änderung der Gesamtkapazität $C_a + C_b$ um $5\% \hat{=} 0,8 \text{ pF}$ eine Güteänderung um ca. 35 %. Bezogen auf die relative Änderung der Einzelkapazitäten ergibt sich daraus eine Empfindlichkeit zwischen 0,9 und 3.

In Anbetracht der relativ großen Empfindlichkeit bei höheren Frequenzen paßt die gemessene Kurve 4 gut ins Bild. Man entnimmt daraus ein optimales Güte-Bandbreite-Produkt von

$$Q_0 \cdot f_{\text{krit}} = 430 \cdot 1 \text{ MHz} = 430 \text{ MHz}.$$

Diese Größe ist nur als Vergleichskriterium mit anderen publizierten Schaltungen zu betrachten, da dort ebenfalls die Optimalwerte ohne Berücksichtigung der Empfindlichkeit angegeben werden.

5.4 Abhängigkeit der Grundgüte vom Ruhestrom

Die Grundgüte des Gyrtors wird nach Gl. (4.22) durch das Verhältnis $G_g/2G_v$ bestimmt. Der Verlustleitwert $2G_v$ setzt sich additiv aus den Ausgangsleitwerten der stromgegenge-

koppelten FET-Stufen T_4 , T_5 , T_{10} und T_{11} in Bild 5.1 zusammen. Im folgenden soll der Ausgangsleitwert der Stufe T_4 untersucht werden. Für die übrigen Stufen gelten dieselben Überlegungen.

Der FET T_4 arbeitet in Gateschaltung mit Stromgegenkopplung. Für seinen Ausgangsleitwert gilt nach [38]

$$y_4 = \frac{1}{r_{DS4} + \mu r_S} \approx \frac{1}{\mu r_S} \quad , \quad (5.5)$$

da bei der gegebenen Dimensionierung $\mu r_S \gg r_{DS4}$ ist. Dabei ist r_S der Ausgangswiderstand der an der Source-Elektrode von T_4 angeschlossenen Ansteuerschaltung. Dieser ergibt sich als Parallelschaltung der Ausgangswiderstände von T_{1b} und der Konstantstromquelle T_{3a} , der in Bild 5.7 mit 15 k Ω angegeben ist. Durch sinngemäße Anwendung der Gl. (5.5) ergibt sich mit den Parametern von Bild 5.7 für den Ausgangswiderstand von T_{1b} der wesentlich größere Wert

$$r_{a(1b)} = 83 \text{ k}\Omega \quad . \quad (5.6)$$

Der Sourcewiderstand für den Ausgangstransistor T_4 wird also überwiegend von dem Ausgangswiderstand der Stromquelle T_{3a} bestimmt. Damit wird also

$$r_S \approx r_{a(3a)} \quad . \quad (5.7)$$

Untersuchungen an einer größeren Zahl von FET's haben gezeigt, daß die Leerlaufverstärkung μ im Bereich

$$0,1 I_{DS} < I_D < I_{DS}$$

relativ wenig vom Drainstrom I_D abhängt. Nach Gl. (5.5) wird demnach die Stromabhängigkeit von y_4 hauptsächlich durch die Stromabhängigkeit von $r_S \approx r_{a(3a)}$ bestimmt.

Sie soll im folgenden näher untersucht werden.

Für die verwendeten FET's E 430, BF 256, E 270, E 271 konnte empirisch der Zusammenhang

$$r_{DS} = r_{DSS} \cdot \left(\frac{I_D}{I_{DS}} \right)^{-0,65} \quad (5.8)$$

gefunden werden. Darin bedeutet r_{DSS} den Wert von r_{DS} bei $U_{GS} = 0$, d. h. bei $I_D = I_{DS}$. Der Exponent in Gl. (5.8) zeigte für die verschiedenen Typen nur geringfügige Abweichungen.

Im Abschnürbereich lautet nach [39] die Eingangskennlinie $I_D = f(U_{GS}) \big|_{U_{DS} = \text{const}}$:

$$I_D = I_{DS} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P} \right)^2 \quad (5.9)$$

Daraus ergibt sich für die Dimensionierung des Stromgegenkopplungswiderstandes von T_{3a} die Beziehung

$$R_S = \frac{|U_{GS}|}{I_D} = \frac{|U_P|}{I_D} \left(1 - \sqrt{\frac{I_D}{I_{DS}}} \right) \quad (5.10)$$

Durch Differenzieren von Gl. (5.9) erhält man die FET-Steilheit

$$S = \frac{dI_D}{dU_{GS}} = \frac{2I_{DS}}{U_P^2} (U_{GS} - U_P)$$

$$S = \frac{2}{|U_P|} \sqrt{I_D I_{DS}} \quad (5.11)$$

Mit $S_S = \frac{2I_{DS}}{|U_P|}$ ergibt sich die Form

$$s = s_S \sqrt{\frac{I_D}{I_{DS}}} \quad (5.12)$$

Für den Ausgangswiderstand der Stromquelle gilt entsprechend Gl. (5.5):

$$r_{a(3a)} = r_{DS} (1 + SR_S) \quad .$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (5.8), (5.12) und (5.10) ergibt sich explizit die Stromabhängigkeit

$$r_{a(3a)} = r_{DSS} \cdot \left(\frac{I_D}{I_{DS}} \right)^{-0,65} \cdot \left[2 \left(\frac{I_D}{I_{DS}} \right)^{-0,5} - 1 \right] \quad (5.13)$$

Um den Ausgangswiderstand einer FET-Stromquelle als Funktion des eingestellten Drainstromes berechnen zu können, braucht man also nur die beiden Parameter r_{DSS} und I_{DS} zu kennen. Für den FET T_{3a} in Bild 5.1b lauten sie r_{DSS} ($U_{DS} = 5,5$ V) = 12,5 k Ω und I_{DS} ($U_{DS} = 5,5$ V) = 10 mA. Damit ergibt sich aus Gl. (5.13) der in Bild 5.9 dargestellte Verlauf.

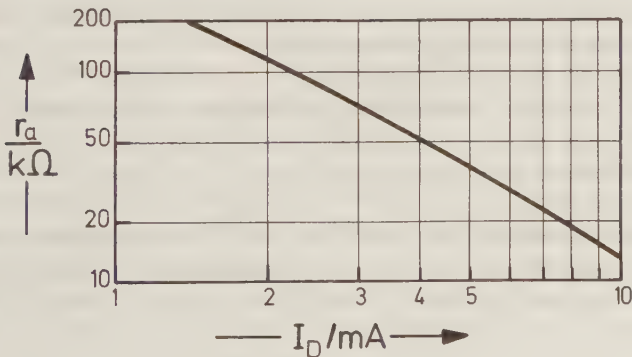


Bild 5.9 Ausgangswiderstand der FET-Stromquelle T_{3a} als Funktion des Drainstromes

Reduziert man den Drainstrom von 9 mA auf 4 mA, steigt der Ausgangswiderstand von 15 k Ω auf 50 k Ω , also etwa um den Faktor 3. Um den Gegentakt-A-Betrieb beizubehalten, muß der Ruhestrom im Eingangs-Differenzverstärker in diesem Fall von 4,5 mA auf 2 mA herabgesetzt werden. Dadurch steigt der Ausgangswiderstand der Stufe T_{1b} ebenfalls um den Faktor 3 an.

Zur Erniedrigung des Ruhestromes im Eingangs-Differenzverstärker müssen die Widerstände R_1 und R_2 vergrößert werden. Möchte man den alten Wert von $R_g = 1$ k Ω beibehalten, kann man R_3 entsprechend verkleinern. Bei einem Ruhestrom von 2 mA ergaben sich experimentell für R_3 Werte zwischen 100 und 200 Ω bei $R_g = 1$ k Ω .

Man kann demnach bei konstant gehaltenem Gyrationswiderstand R_g den Ruhestrom in der Eingangs- und Ausgangsstufe bis auf etwa 2 mA reduzieren, und die Konstantströme $I_{3a,b}$, $I_{9a,b}$ auf 4 mA. Aufgrund der oben angestellten Überlegungen ist durch diese Maßnahme eine Erhöhung der Grundgüte um den Faktor 3, also auf ca. 1200 zu erwarten. Dieser Wert wurde experimentell gut bestätigt.

Der bei optimaler Phasenkorrektur erreichte Frequenzgang der Güte ist für die reduzierten Ruhestrome zum Vergleich in Bild 5.8 eingetragen.

Der maximale Ausgangsstrom beträgt bei dieser Dimensionierung ± 4 mA, die maximale Spannungsaussteuerung am Eingang dementsprechend ± 4 V.

5.5 Nichtlineare Effekte

In Kapitel 3.3 wurden zwei nichtlineare Eigenschaften der FET-Stromquelle beschrieben: Bei größerer Aussteuerung nimmt der Übertragungsleitwert ab und der Verlustleitwert zu. Beim Einsatz im Gyrator-Schwingkreis bedeutet dies, daß bei größerer Aussteuerung Resonanzfrequenz und Güte abnehmen.

Der Klirrfaktor der Ausgangsspannung des Schwingkreises ist wesentlich geringer als derjenige der einzelnen Stromquellen im Gyrator. Offensichtlich werden entstehende Oberwellen infolge der hohen Güte stark gedämpft.

Nach [40] macht sich die Nichtlinearität bei größeren Amplituden durch das Auftreten von Unstetigkeiten in der Resonanzkurve bemerkbar.

Bei der Gyrator-Version in Bild 5.1 mit reduziertem Ruhestrom wurde der Sprungeffekt ebenfalls beobachtet. Bei Registrierung der Resonanzkurve mit hoher Frequenzauflösung zeigte sich, daß zwei Unstetigkeitsstellen auftreten, und daß die Resonanzkurve eine Hysterese aufweist. In Bild 5.10 ist dieser Effekt ausgeprägt zu erkennen.

Das Zustandekommen dieses Verhaltens läßt sich qualitativ folgendermaßen erklären: Durchläuft man die Resonanzkurve in der Richtung von hohen zu niedrigen Frequenzen, erniedrigt sich, wie oben erläutert, die Resonanzfrequenz mit ansteigender Ausgangsamplitude. Dadurch erstreckt sich der Anstieg über einen größeren Frequenzbereich, d. h. die Steigung wird in diesem Bereich kleiner.

Wird nun das Maximum unterschritten, erniedrigt sich die Amplitude der Ausgangsspannung. Dadurch erhöht sich die

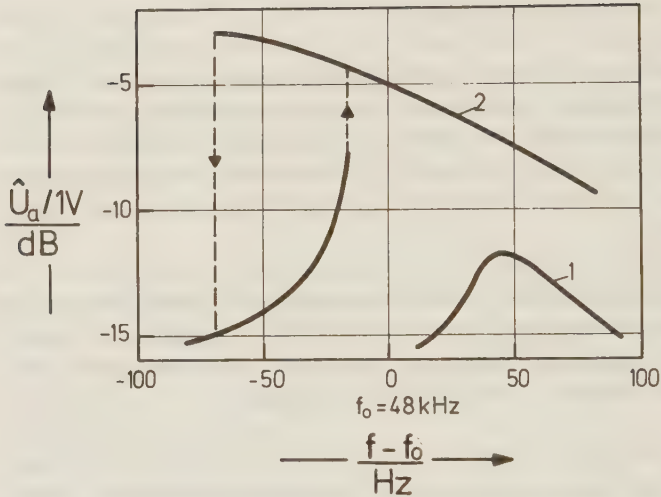


Bild 5.10 Resonanzkurve für verschiedene Aussteuerungen.
 Kurve 1: $\hat{U}_{a \text{ max}} = 0,26 \text{ V}$
 Kurve 2: $\hat{U}_{a \text{ max}} = 0,7 \text{ V}$.
 Meßschaltung nach Bild 5.2 mit quasi-stationärer Registrierung.

Resonanzfrequenz. Dieser Effekt verstärkt die Amplitudenabnahme. Es tritt in diesem Bereich also eine Mitkopplung auf. Dadurch springt die Amplitude schlagartig auf einen niedrigeren Wert.

Beim Durchlaufen der Resonanzkurve von niedrigen zu hohen Frequenzen liegen die Verhältnisse genau umgekehrt. Dadurch ergibt sich ein Sprung von kleinen zu großen Amplituden.

Bei externer Bedämpfung des Gytrators z. B. durch die Ab-

schlußwiderstände einer Filterkette, machen sich die beschriebenen Sprungeffekte nicht mehr bemerkbar. In diesem Fall ist eine wesentlich größere Aussteuerung als in Bild 5.10 möglich. Auf diesen Punkt wird noch im Kapitel 6 eingegangen.

5.6 Gyrator mit einem schwimmenden Tor

Die Quelle b des Gyrators in Bild 5.1 besitzt einen Differenzeingang, der dort zur Signalinvertierung herangezogen wurde. Um die Erweiterung des Gyrators für den halbschwimmenden Betrieb vorzunehmen, muß man gemäß dem Blockschaltbild 4.17 den P-Eingang statt an Masse an der Klemme 2 anschließen. Zur Realisierung des schwimmenden Stromquellen-Ausganges a wird gemäß dem Blockschaltbild 2.10 eine zweite gegenphasig gesteuerte Stromquelle benötigt. Sie wird durch Anschluß einer zweiten Endstufe an den beiden Eingangs-FET's T_{1a} , T_{2a} realisiert. Bild 5.11 zeigt den Gesamtschaltplan. Die zusätzliche Endstufe ist gestrichelt umrahmt.

Die Erzeugung der gemeinsamen Hilfspotentiale U_{GG}^+ und U_{GG}^- erfolgt wie bei der Schaltung in Bild 5.1b.

Zum Betrieb als geerdeter Gyrator in der Testschaltung Bild 5.2 wird entweder die Klemme 1 oder die Klemme 2 an Masse angeschlossen. Dadurch geht die Schaltung in Bild 5.11 über in die Schaltung in Bild 5.1. Deshalb gelten alle Aussagen, die über den geerdeten Gyrator in den vorhergehenden Abschnitten gemacht wurden, unverändert auch für den halbschwimmenden Gyrator.

Betreibt man die simulierte Induktivität schwimmend, machen sich noch zusätzliche nichtideale Eigenschaften bemerkbar: Die endliche Gleichtaktunterdrückung G der Quelle b

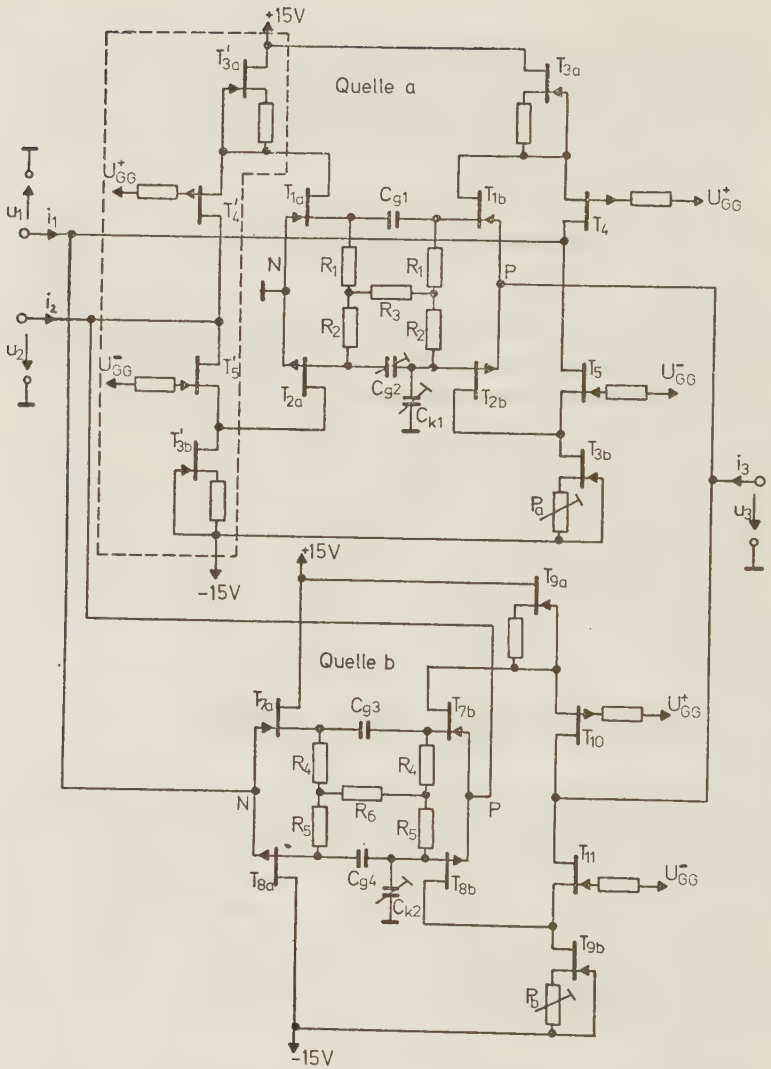


Bild 5.11 Schaltung des halbschwimmenden Gytrators

und die endliche Symmetriefehlerunterdrückung

$$G_S = \frac{|i_a|}{|\Delta i_a|}$$

der Quelle a. Beide Effekte vergrößern sich mit zunehmender Frequenz. Bei niedrigen Frequenzen wurde, wie in Abschnitt 3.3.4 gezeigt, eine Gleichtaktunterdrückung von ca. 80 dB erreicht, bei 100 kHz noch 70 dB; dieser Wert allerdings nur bei optimaler Kompensation des Einflusses der Drain-Gate-Kapazitäten von T_{7b} , T_{8b} durch den Kompensationskondensator C_{k2} .

Entsprechende Werte wurden auch für die Symmetriefehlerunterdrückung der Quelle a erreicht, wenn man den hier ebenfalls störenden Einfluß der Drain-Gate-Kapazitäten mit Hilfe des Kondensators C_{k1} kompensiert.

Im Kapitel 4.4.3 wurde gezeigt, daß durch die beiden Unsymmetrieeffekte zusätzlich zur schwimmenden Induktivität ein parasitärer Transformator entsteht. Wie er sich quantitativ auf die Übertragungsfunktion einer Filterschaltung auswirkt, wird im Kapitel 6 an einem typischen Beispiel untersucht.

6. Realisierung eines Sprachkanaltiefpasses 7. Grades nach Cauer mit schwimmenden Y-Gyratoren

In [41] wurde am Beispiel eines verstellten Sprachkanaltiefpasses 7. Grades gezeigt, daß sich solche scharf begrenzenden Filter mit tragbaren Toleranzforderungen nur in einer Nicht-Kaskadenform realisieren lassen, also mit der Gyrator-C-Methode oder dem dazu äquivalenten Verfahren mit Komplex-Impedanz-Konvertern [42] oder mit Analogrechner-Methoden. Die Analogrechner-Methode in der ersten kanonischen Form [43] ist aber oft problematisch, da sich die Koeffizienten um mehrere Zehnerpotenzen unterscheiden können. Praktikabler ist ein Analogrechner-Verfahren, bei dem die LC-Abzweigschaltung unmittelbar nachgebildet wird [44].

Am einfachsten scheint die Realisierung nach der Gyrator-C-Methode zu sein, wenn man einmal davon ausgeht, daß schwimmende Gyratoren in absehbarer Zukunft als integrierte Bausteine zur Verfügung stehen, die auch hinsichtlich ihrer parasitären Effekte gut spezifiziert sind.

Um die Brauchbarkeit des schwimmenden FET-Gyrators in einem kritischen Anwendungsfall unter Beweis zu stellen, wurde der Cauer Tiefpaß C 07 10 59 nach dem LC-Filterkatalog von Saal [45] für eine Grenzfrequenz von 3,4 kHz aufgebaut. Um Rückschlüsse auf die Auswirkung von Gyrator-Unsymmetrien ziehen zu können, wurde die Übertragungsfunktion für kleine Abweichungen berechnet und mit dem experimentellen Ergebnis verglichen.

6.1 Berechnung der Filtercharakteristik für ideale Bauelemente

Bild 6.1 zeigt die Schaltung des LC-Filters mit der Dimensionierung für $f_g = 3,4 \text{ kHz}$ und $R_0 = 4,7 \text{ k}\Omega$.

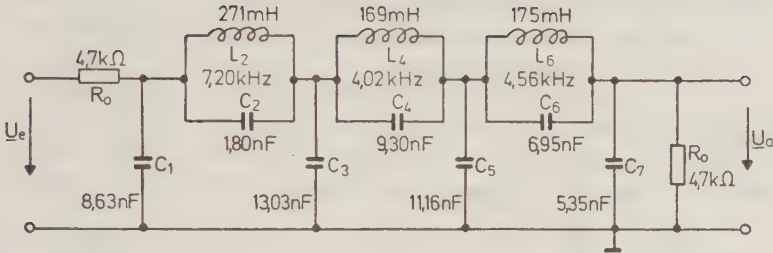


Bild 6.1 LC-Schaltung des Cauertiefpasses C 07 10 59
für $f_g = 3,4 \text{ kHz}$

Um in einen Bereich hoher Güte zu kommen, wurden die Gyrationenwiderstände so gewählt, daß die Gyratoren mit etwa gleich großen Kapazitäten betrieben werden. Damit ergibt sich aus Bild 6.1 die Gyrtator-C-Schaltung in Bild 6.2.

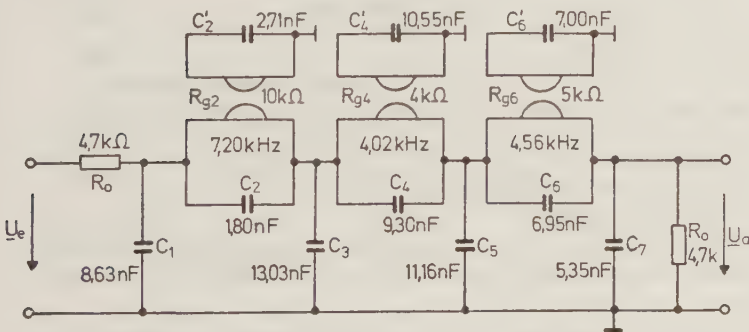


Bild 6.2 Gyrtator-C-Äquivalent zu Bild 6.1

Mit Hilfe des Netzwerkanalyseprogrammes ERLNAP [37] wurde zunächst die Übertragungsfunktion des Filters ermittelt. Mit der Normierung

$$p = \frac{p}{\omega_g} = \frac{p}{2\pi \cdot 3,4 \text{ kHz}}$$

lautet sie

$$H(p) = \frac{\sum_{u=0}^6 B_u p^u}{\sum_{v=0}^7 A_v p^v}$$

mit den Koeffizienten

$A_0 = 1,000$	$B_0 = 0,5000$
$A_1 = 3,314$	$B_1 = 0$
$A_2 = 6,853$	$B_2 = 0,7470$
$A_3 = 10,014$	$B_3 = 0$
$A_4 = 0,2226$	$B_4 = 0,03405$
$A_5 = 9,083$	$B_5 = 0$
$A_6 = 4,501$	$B_6 = 0,04430$
$A_7 = 2,321$	

Durch Faktorisierung erhält man daraus die Pole

$$-0,6436 \pm j \cdot 0 ; -0,04171 \pm j \cdot 1,034 ; -0,1725 \pm j \cdot 0,9599 ;$$

$$-0,4335 \pm j \cdot 0,6848$$

$$\text{und die Nullstellen } \pm j \cdot 1,1815 ; \pm j \cdot 1,342 ; \pm j \cdot 2,119.$$

Die Polgüten betragen 12,4 ; 2,83 und 0,94. Die Gyrator-schwingkreise werden demnach durch die Abschlußwiderstände

ziemlich stark bedämpft. Trotzdem ist eine hohe Grundgüte erforderlich, da sie nicht nur die Filterschärfe, sondern nach Gl. (4.31) auch den Resonanzwiderstand und damit die erreichbare Sperrdämpfung an den Nullstellen bestimmt.

In Bild 6.3 ist der Frequenzgang der Dämpfung $a = -20 \text{ dB lg } |H(j\omega)|$ aufgezeichnet. Die scheinbar endliche Sperrdämpfung an den Nullstellen der Übertragungsfunktion ergibt sich aus der endlichen Schrittweite bei der Berechnung.

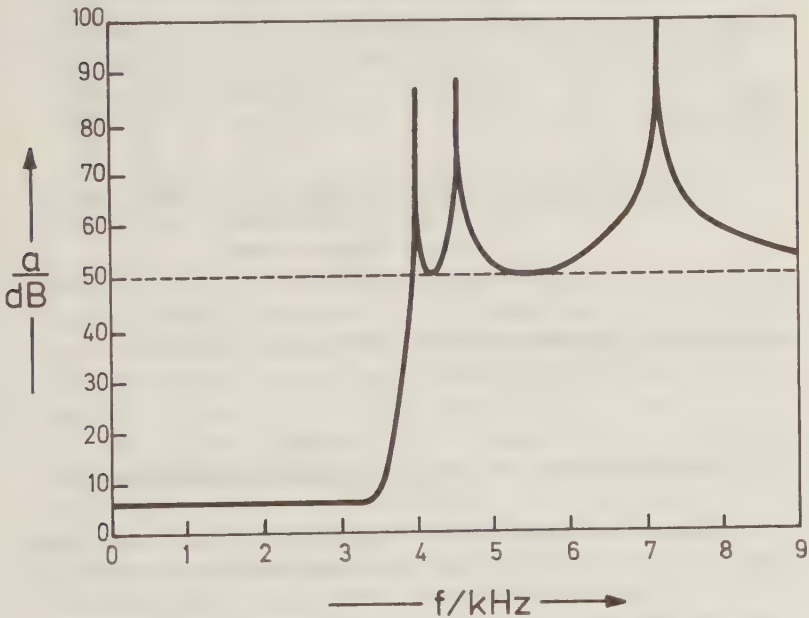


Bild 6.3 Frequenzgang der Dämpfung für ideale Bauelemente

Aus der Codenummer entnimmt man nach [45] einen maximalen Reflexionsfaktor im Durchlaßbereich von $p = 10 \%$. Daraus folgt nach [45] eine Welligkeit der Durchlaßdämpfung von

$$\frac{\Delta a_D}{dB} = -20 \lg \sqrt{1-p^2} = 4,36 \cdot 10^{-2} \quad (6.1)$$

Dieser extrem kleine Wert ist natürlich in Bild 6.3 nicht zu erkennen. Deshalb ist in Bild 6.4 die auf die Grunddämpfung von 6,02 dB normierte Durchlaßdämpfung A_D vergrößert dargestellt.

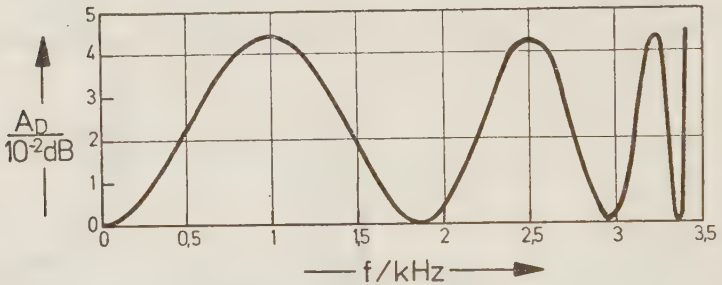


Bild 6.4 Berechneter Frequenzgang der normierten Durchlaßdämpfung

6.2 Berechnung des Einflusses von Parameteränderungen

Um Aussagen über die Toleranzforderungen an die Bauelemente treffen zu können, wurde die Übertragungsfunktion für leicht variierte Bauelemente-Parameter berechnet. Dabei stellte sich heraus, daß die relativen Änderungen der Durchlaßdämpfung wesentlich größer sind als diejenigen der Sperrdämpfung. Dabei gehen Änderungen am 4,02-kHz-Resonanzkreis am stärksten ein. Er wird deshalb im folgenden näher untersucht.

Der an dieser Stelle eingesetzte halbschwimmende Gyrator

wird als verlustlos betrachtet und durch die Gleichungen (4.58, 4.60) und die zugehörigen, einander äquivalenten Schaltbilder in Bild 4.17, 4.18 und 4.19 beschrieben. Für die Berechnungen im vorhergehenden Abschnitt wurde

$$G_a = G'_a = G_b = G'_b = 0,25 \text{ mS}$$

gesetzt. Jetzt soll untersucht werden, wie sich Änderungen der Gyrationaleitwerte auswirken, wobei alle übrigen Parameter konstant gehalten werden. Dabei interessiert besonders, ob an die Paarungstoleranzen nach Gl. (4.55a,b) bzw. (4.59, 4.61) schärfere Forderungen gestellt werden müssen als an die übrigen Toleranzen.

6.2.1 Änderung der Gyrationaleitwerte ohne Verletzung der Paarungsbedingungen

Erhöht man z. B. die beiden Leitwerte G_a und G'_a um je 1 %, wird die Paarungsbedingung (4.59) nicht verletzt. Es wird also bei dieser Änderung immer noch eine ideale, schwimmende Induktivität L_4 simuliert, deren Wert nach Gl. (4.63) und (4.55a) um 1 % erniedrigt wird. Bild 6.5 zeigt den Verlauf der Durchlaßdämpfung für diesen Fall. Man erkennt, daß sich durch diese Änderung die Welligkeit der Durchlaßdämpfung von $4,36 \cdot 10^{-2}$ dB auf $6,9 \cdot 10^{-2}$ dB erhöht. Nach Gl. (6.1) entspricht dies einer Zunahme des maximalen Reflexionsfaktors von 10 % auf 12,5 %.

6.2.2 Änderung der Gyrationaleitwerte unter Verletzung einer Paarungsbedingung

In einer weiteren Rechnung wurde

$$G_a = G_{a \text{ soll}} (1 + 0,5 \%)$$

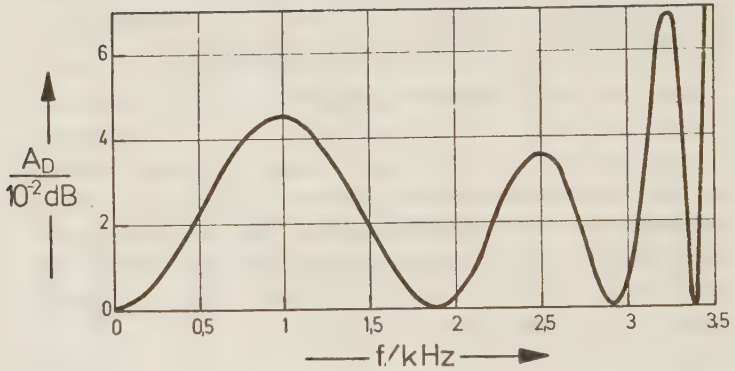


Bild 6.5 Berechneter Frequenzgang der normierten Durchlaßdämpfung für
 $G_a = G'_a = G_{\text{soll}} (1 + 1 \%)$

und

$$G'_a = G_{a \text{ soll}} (1 - 0,5 \%)$$

gesetzt. Durch diese Variation erhöht die Induktivität L_4 nach Gl. (4.63) und (4.55a) ihren Wert um 0,5 %. Zusätzlich entsteht jedoch der in Abschnitt 4.4.2 beschriebene parasitäre Transformator, dessen Kettenmatrix nach Gl. (4.55a) die Werte

$$A_{\text{Tr}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1,01 \end{pmatrix}$$

annimmt. Der Frequenzgang der Durchlaßdämpfung ist in Bild 6.6 dargestellt. Man erkennt, daß sich durch den Einfluß des parasitären Transformators erstens die Grunddämpfung

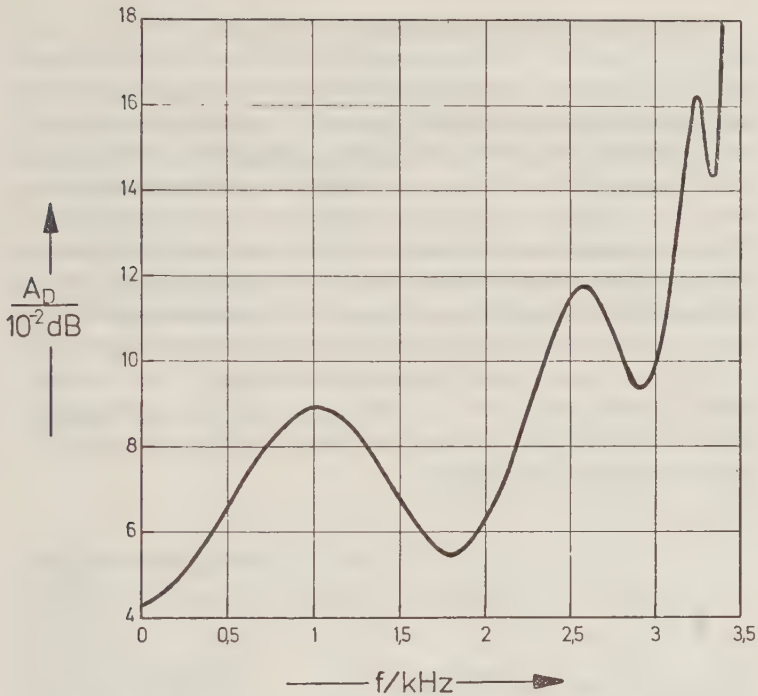


Bild 6.6 Berechneter Frequenzgang der normierten Durchlaßdämpfung für Verletzung einer Paarungsbedingung um 1 %

verändert und zweitens eine wesentlich größere Welligkeit entsteht als im vorhergehenden Fall. Um vergleichbare Abweichungen zu erhalten, muß die Paarungstoleranz mindestens um den Faktor 0,2 kleiner sein als die Absolut-Toleranz. Diese Forderung ist, wie in Abschnitt 4.4 gezeigt wurde, mit der Differenzverstärker-Methode wesentlich leichter zu erfüllen als bei der Kettenschaltung von zwei geordneten Gyratoren.

6.3 Experimentelle Ergebnisse

Das beschriebene Gyrator-Filter in Bild 6.2 wurde mit drei halbschwimmenden Gyratoren nach Bild 5.11 aufgebaut. Um eine Grundgüte > 1000 zu erreichen, wurden die Ruhestrome nach Abschnitt 5.4 für eine Eingangs-Aussteuerungsgrenze von ± 4 V ausgelegt. Die erzielten Gütewerte liegen bei dieser Dimensionierung über 1500; die Stromaufnahme beträgt für alle Gyratoren zusammen ca. 10 mA. Gleichtakt- und Symmetriefehler-Unterdrückung wurden im Frequenzbereich 0...10 kHz auf Werte zwischen 60 und 80 dB abgeglichen; die übrigen Bauelemente-Toleranzen betragen $\pm 0,5$ %. Mit diesen Werten läßt sich ein Frequenzgang der Durchlaßdämpfung ähnlich Bild 6.5 erwarten. Die Meßkurve in Bild 6.7 bestätigt diese Vermutung.

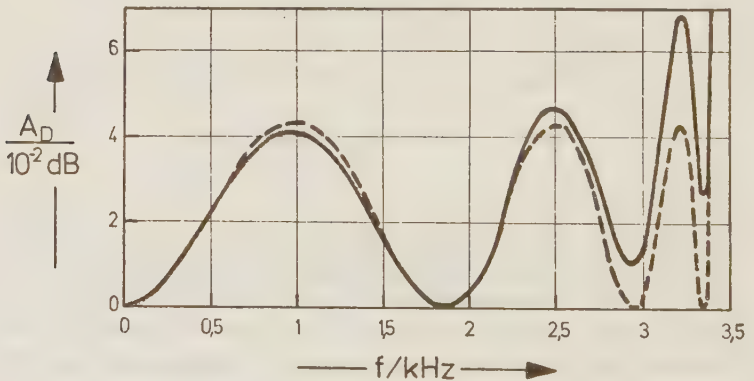


Bild 6.7 Experimenteller Frequenzgang der Durchlaßdämpfung, normiert auf die gemessene Grunddämpfung. Gestrichelt: Theoretische Kurve zum Vergleich.

Die Abweichungen der Sperrdämpfung von den theoretischen Werten war innerhalb der Meßgenauigkeit nicht feststell-

bar. Die erreichte Sperrdämpfung an den Nullstellen beträgt (normiert auf die Grunddämpfung): 76 dB bei 4,02 kHz, 79 dB bei 4,56 kHz und 81 dB bei 7,2 kHz, gemessen bei einem Eingangspegel von 0 dB_m. Bei größeren Eingangspegeln sinkt die Sperrdämpfung an der ersten Nullstelle durch auftretende Oberwellen ab.

Um festzustellen, weshalb die Aussteuerungsgrenze nicht höher liegt, wurden die Amplituden aller Kondensatorspannungen als Funktion der Frequenz aufgenommen. Das Ergebnis ist in Bild 6.8 dargestellt.

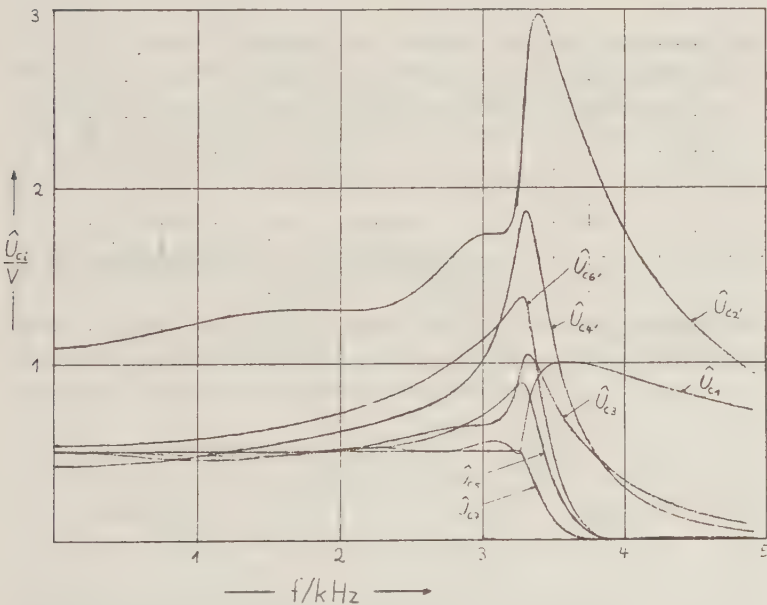


Bild 6.8 Amplituden der Kondensatorspannungen
für $\hat{U}_e = 1 \text{ V}$

Man entnimmt daraus, daß die Spannung U_{C2} , in der Nähe der Grenzfrequenz dreimal so groß wird wie die Eingangsspannung. Will man gleichmäßige Aussteuerung erzielen, müßte man demnach kleinere Gyrationswiderstände wählen. Dadurch würden sich die Lastkapazitäten stärker unterscheiden. Dies führt zu einer Reduzierung der Güte. Um möglichst viel Freiheit in der Dimensionierung zu haben, braucht man also eine hohe Grundgüte.

7. Elektronische Übertrager zur Induktivitätsvergrößerung

Im Kapitel 1 wurde erwähnt, daß es im Handel ähnlich den Kondensatorchips zur Hybrid-Integration auch Induktivitäts-Chips gibt. Allerdings sind die maximal erreichbaren Werte auf wenige μH begrenzt. Es bietet sich an, die Induktivität durch elektronische Übertrager zu vergrößern: Schließt man am Ausgang eines idealen Übertragers mit dem Übersetzungsverhältnis $\ddot{u} : 1$ eine Induktivität L_2 an, mißt man am Eingang die Induktivität

$$L_1 = \ddot{u}^2 L_2 \quad . \quad (7.1)$$

In den folgenden Abschnitten sollen kurz die in Frage kommenden Möglichkeiten zur Realisierung elektronischer idealer Übertrager behandelt werden. Ihre Eigenschaften bei der Simulation größerer Induktivitäten werden mit der Gyrator-C-Methode verglichen.

7.1 Übertrager nach der Kettenmatrix

Schaltet man zwei ideale Gyratoren mit verschiedenen Gyrationaleitwerten in Kette, erhält man einen idealen Übertrager. Für die Kettenmatrizen gilt nämlich:

$$A_{\text{ges}} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{G_1} \\ G_1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{G_2} \\ G_2 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{G_2}{G_1} & 0 \\ 0 & \frac{G_1}{G_2} \end{pmatrix} . \quad (7.2)$$

Die Kettenmatrix eines idealen Übertragers mit dem Übersetzungsverhältnis $\ddot{u} : 1$ lautet

$$A_{\ddot{u}} = \begin{pmatrix} \ddot{u} & 0 \\ 0 & 1/\ddot{u} \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

Der Koeffizientenvergleich liefert das Übersetzungsverhältnis

$$\ddot{u} = G_2/G_1 \quad .$$

Nachteilig ist der relativ große schaltungstechnische Aufwand. Verwendet man Y-Gyratoren, ergeben sich außerdem Stabilitätsprobleme: Bei induktiver Belastung steigt die Schleifenverstärkung mit zunehmender Frequenz an, bis bei hohen Frequenzen infolge endlicher Güte und parasitärer Pole wieder ein Abfall erfolgt. Es liegen in diesem Fall dieselben Verhältnisse wie beim kapazitiv belasteten Z-Gyrator vor [30]. Stabilität ist demnach nur dann gewährleistet, wenn durch eine zusätzliche Phasenkompensation sichergestellt wird, daß der Betrag der parasitären Phasenverschiebung bis zu derjenigen Frequenz kleiner als 180° bleibt, bei der die Schleifenverstärkung den Wert 1 unterschreitet. Durch diese Maßnahme wird jedoch der ausnutzbare Frequenzbereich stark eingeschränkt.

7.2 Übertrager nach der G- bzw. H-Matrix

Die Aufspaltung der G-Matrix eines idealen Übertragers gemäß Gl. (7.4)

$$G = \begin{pmatrix} 0 & -1/\ddot{u} \\ 1/\ddot{u} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1/\ddot{u} & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -1/\ddot{u} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (7.4)$$

führt auf die wesentlich einfachere Realisierungsmöglichkeit eines elektronischen Übertragers durch Parallel-Reihenschaltung einer spannungsgesteuerten Spannungsquelle und einer umgekehrten, invertierenden stromgesteuerten Stromquelle. Diese Schaltung ist in Bild 7.1 dargestellt.

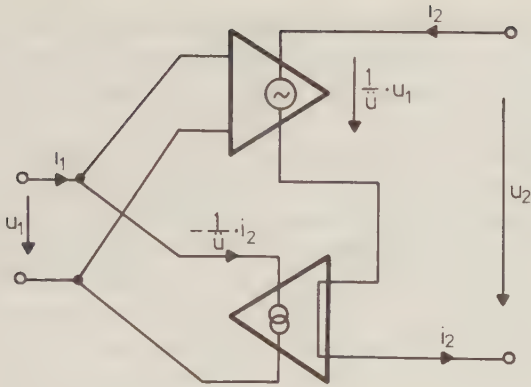


Bild 7.1 Elektronischer Übertrager aus spannungsgesteuerter Spannungsquelle und stromgesteuerter Stromquelle nach der G-Matrix

Die Aufspaltung der H-Matrix eines idealen Übertragers gemäß Gl. (7.5)

$$H = \begin{pmatrix} 0 & \ddot{u} \\ -\ddot{u} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \ddot{u} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -\ddot{u} & 0 \end{pmatrix} \quad (7.5)$$

führt auf die in Bild 7.2 dargestellte Realisierungsmöglichkeit, bei der eine invertierende stromgesteuerte Stromquelle mit einer umgekehrten spannungsgesteuerten Spannungsquelle durch Reihen-Parallel-Schaltung verknüpft wird.

Der Vergleich von Bild 7.2 mit Bild 7.1 zeigt, daß die beiden Schaltungen durch Vertauschen von Tor 1 mit Tor 2 und Reziprokwertbildung der Übertragungskoeffizienten ineinander übergehen.

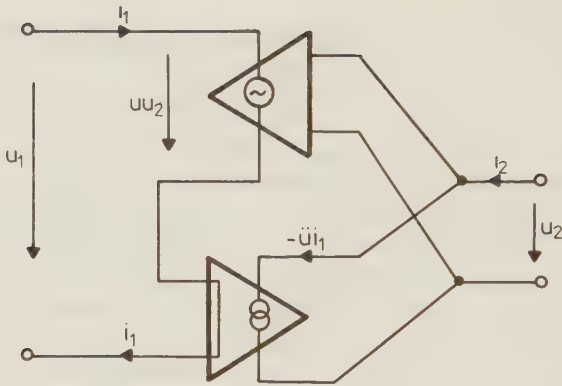


Bild 7.2 Elektronischer Übertrager aus spannungsgesteuerter Spannungsquelle und stromgesteuerter Stromquelle nach der H-Matrix

7.3 Stabilität

Bezüglich ihrer Stabilität bei reaktiver Last verhalten sich die beiden Schaltungen ebenso unterschiedlich wie Y- und Z-Gyrator. Es soll der Fall untersucht werden, daß mit Hilfe des Übertragers ein LC-Parallel-Resonanzkreis aufgebaut wird. Dazu wird die zu vergrößernde Induktivität L_2 am Tor 2 angeschlossen und der Parallelkondensator C_1 am Tor 1. Beim G-Übertrager nach Bild 7.1 ergibt sich durch diese externe Beschaltung eine Abnahme der Schleifenverstärkung mit 12 dB/Oktave. Bei der Resonanzfrequenz

$$\omega_0 = \frac{1}{\ddot{u} \sqrt{L_2 C_1}}$$

erreicht sie den Wert 1. Dies ist genau dasselbe Verhalten wie beim beidseitig kapazitiv belasteten Y-Gyrator. Zur Gewährleistung der Stabilität ist also wie dort lediglich si-

cherzustellen, daß die parasitäre Phasenverschiebung bei der Resonanzfrequenz hinreichend klein ist. Phasen-Nacheilung wirkt dabei entdämpfend, Phasen-Voreilung dämpfend.

Beim H-Übertrager nach Bild 7.2 führt die gleiche externe Beschaltung zu einem Anstieg der Schleifenverstärkung mit 12 dB/Oktave. Damit liegen dieselben ungünstigen Stabilitätseigenschaften vor wie beim beidseitig kapazitiv belasteten Z-Gyrator [30] bzw. wie beim beidseitig induktiv belasteten Y-Gyrator. Günstige Stabilitätseigenschaften ergeben sich beim H-Übertrager jedoch dann, wenn man ihn zur Vergrößerung einer Kapazität einsetzt. Auch dieser Fall kann von praktischem Interesse sein.

7.4 Güte

Die Betrachtungen der vorhergehenden Abschnitte haben gezeigt, daß der schaltungstechnische Aufwand und die Anforderungen an die Phasenreinheit der gesteuerten Quellen etwa gleich groß sind, wenn man eine Induktivität mit der Gyrator-C-Methode simuliert oder durch Vergrößern einer kleineren Induktivität mittels G-Übertrager realisiert. Hinsichtlich der Güte ergibt sich jedoch ein gravierender Unterschied: Die zu transformierende Induktivität L_1 besitze den Serienwiderstand R_1 . Der Übertrager werde als ideal angenommen. Dann erscheint auf der Primärseite die Induktivität $\ddot{u}^2 L_1$ mit dem Serienwiderstand $\ddot{u}^2 R_1$. Für die Güte eines Parallelresonanzkreises erhält man damit

$$Q = \frac{2 \pi f_O \cdot \ddot{u}^2 L_1}{\ddot{u}^2 R_1} = \frac{2 \pi f_O L_1}{R_1} = Q_L \quad . \quad (7.5)$$

Nach [46] besitzt eine Chip-Induktivität von $10 \mu\text{H}$ einen Se-

rienwiderstand von ca. 2Ω . Damit ergibt sich bei 100 kHz eine Güte $Q = 3$, bei niedrigeren Frequenzen noch entsprechend weniger. Hieraus wird ersichtlich, daß das Verfahren der L-Vergrößerung keine Alternative zur Gyrator-C-Methode darstellt.

Die Ursache ist letzten Endes darin zu suchen, daß die Spulengüte durch die Transformation zwar nicht beeinflußt wird, jedoch zu niedrigen Frequenzen hin abnimmt.

Bei Kondensatoren liegen die Verhältnisse genau umgekehrt, soweit Verluste durch einen Serienwiderstand verursacht werden. Deshalb stellt die Vergrößerung von Kapazitäten durch einen H-Übertrager auch bezüglich der Güte eine praktikable Möglichkeit dar.

8. Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit wird ein neues Operationsverstärker-Schaltungskonzept für eine spannungsgesteuerte Stromquelle vorgestellt, die einem geerdeten Verbraucher bipolare Ströme einprägen kann. Ohne die bei vergleichbaren Schaltungen notwendige extrem genaue Widerstandspaarung wird ein sehr niedriger Ausgangsleitwert erreicht. Da die Schaltung im Gegentakt-AB-Betrieb arbeitet, eignet sie sich besonders für große Ausgangsströme.

Ausgehend von diesem Schaltungskonzept wird eine spannungsgesteuerte Stromquelle aus Feldeffekt-Transistoren für höhere Frequenzen entwickelt, die im Gegentakt-A-Betrieb arbeitet und unter Verwendung neuerer Technologien monolithisch integrierbar ist.

Als Anwendungsbeispiel wird der Einsatz der FET-Stromquelle in elektronischen Y-Gyratoren untersucht, und zwar für geerdete und schwimmende Ausführung. Dabei wird dem Einfluß parasitärer Effekte besondere Beachtung geschenkt.

Trotz Verwendung preiswerter Standard-Bauelemente wird ohne Entdämpfung eine Grundgüte über 1000 erreicht und bei geeigneter Phasenkompensation eine kritische Frequenz über 100 kHz.

Die Brauchbarkeit des FET-Gyrators wird durch den Einsatz in einem verstellten Sprachkanal-Tiefpaßfilter 7. Grades nach Cauer unter Beweis gestellt, bei dem drei schwimmende Induktivitäten simuliert werden. Der Einfluß von Symmetriefehlern in schwimmenden Gyratoren auf die Übertragungsfunktion wird rechnerisch untersucht und mit dem experimentellen Ergebnis verglichen.

Als weiteres Anwendungsbeispiel gesteuerter Quellen wird die Realisierung idealer, elektronischer Übertrager behandelt, mit denen man z. B. Induktivitäten und Kapazitäten vergrößern kann. Dabei stellt sich heraus, daß aus Stabilitätsgründen bei induktiver und kapazitiver Last unterschiedliche Konfigurationen gewählt werden müssen. Bezüglich der erreichbaren Güte erweist sich jedoch nur die Vergrößerung von Kapazitäten als sinnvoll.

Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Seitzer danke ich für die interessante Aufgabenstellung, für seine zahlreichen Anregungen und Hinweise, sowie für seine ständige Diskussionsbereitschaft.

Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Unbehauen gilt mein Dank für sein Interesse an der Abhandlung.

Herrn N. Hamdy, M. Sc., danke ich für die Durchführung der Programmierarbeiten im Zusammenhang mit den Berechnungen in Kapitel 6; ebenso Herrn Dr.-Ing. E. Wehrhahn für die Überlassung seines Netzwerkanalyse-Programmes ERLNAP.

9. Literatur

- [1] N. N.: Ion implantation boosts threshold of JFET breakdown. *Electronics* 47, Nr. 24 (1974), S. 39
- [2] Holmes, W. H.; Heinlein, W. E.; Grützmann, S.: Empfindlichkeit von LC-Filtern, aktiven RC-Filtern und aktiven Gyrator-C-Filtern. *Frequenz* 22 (1968), S. 2-11
- [3] Gensel, J.: Güteanfachung und Grundgüte von Gyrotoren, die negative Widerstände verwenden. *Nachrichtentechnik* 18 (1968), S. 217-219
- [4] Temes, G. C.; Mitra, S. K.: *Modern Filter Theory and Design*. New York: Wiley & Sons 1973. S. 366
- [5] Holmes, W. H.; Heinlein, W. E.; Grützmann, S.: Sharp-cutoff low-pass filters using floating gyrators. *IEEE J. Solid-State Circuits* 4 (1969), S. 38-50
- [6] Müller, J.: Neue Schaltungen elektronischer Y- und Z-Gyrotoren, ihr Stabilitätsverhalten und ihre Anwendung in aktiven Gyrator-C-Filtern. Dissertation Universität Erlangen (1972), S. 60-80
- [7] Voorman, H. O.; Biesheuvel, A.: An electronic gyrator. *IEEE J. Solid-State Circuits* 7 (1972), S. 469-474
- [8] Seitzer, D.: Ein integrierbarer Y-Gyrator mit Bipolartransistoren. Erscheint 1976
- [9] Schenk, Ch.: Ein neues Schaltungskonzept für eine bipolare, spannungsgesteuerte Präzisions-Stromquelle. *Nachrichtentechn. Z.* 27 (1974), S. 102-104
- [10] N. N.: *Applications manual for operational amplifiers*. Dedham, Mass.: Philbrick/Nexus Research, 2. Aufl. 1966. S. 66

- [11] Tietze, U.; Schenk, Ch.: Halbleiter-Schaltungstechnik, 2. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1971, S. 198
- [12] ebenda, S. 169
- [13] N. N. The AD 520: Not an Op Amp but an instrumentation amplifier. Analog Dialogue 7 (1973) No. 1, S. 12
- [14] Datenblatt des Verstärkers AD 520 der Firma Analog Devices, Norwood, Mass.
- [15] Kurz, R.: Fast ADC for pulse height analysers. Ispra Nuclear Electronics Symposium, Mai 1969, S. 190
- [16] Dobkin, R. C.: Op Amp circuit collection. Druckschrift AN 31 (1970) der Firma National Semiconductor GmbH, Fürstenfeldbruck
- [17] Labus, H.; Hillers A.: Spannungsgesteuerte Stromquellen kleiner Leistung. Elektronik 21 (1972) H. 4, S. 119-122
- [18] Harleß, F.: Untersuchung von Präzisions-Differenzverstärkern. Studienarbeit am Lehrstuhl für Technische Elektronik der Universität Erlangen-Nürnberg im SS 1974
- [19] Schenk, Ch.: Bipolare Breitbandstromquelle mit Differenzeingang. Nachrichtent. Z. 27 (1974) H. 11, S. 419-421
- [20] RCA-Datenblatt über "Operational Transconductance Amplifier CA 3080"
- [21] Tietze, U.; Schenk, Ch.: Halbleiter-Schaltungstechnik, 2. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1971, S. 110

- [22] Tellegen, B. D. H.: The gyrator, a new electric network element. Philips Res. Rep. 3 (1948), S. 81-101
- [23] Hogan, C. L.: The Microwave Gyrator. Bell Syst. Techn. J. 31 (1952), S. 1-31
- [24] Larky, A. I.: Negative impedance converters. IRE Trans. CT-4 (1957), S. 124
- [25] Gensel, J.: Negative Widerstände und Gyrateuren. Nachrichtentechnik 7 (1957), S. 249-256
- [26] Harrison, T. J.: A gyrator realization. IEEE Trans. CT-10 (1963), S. 303
- [27] Chua, L. O.: A good turn for old components. Electronics 40 (1967), S. 109-122
- [28] Riordan, R. H. S.: Simulated inductors using differential amplifiers. Electronic Letters 3 (1967), S. 50-51
- [29] Antoniou, A.: 3-terminal gyrator circuits using operational amplifiers. Electronic Letters 4 (1968), S. 591
- [30] Müller, J.: Neue Schaltungen elektronischer Y- und Z-Gyrateuren, ihr Stabilitätsverhalten und ihre Anwendung in aktiven Gyrator-C-Filtern. Dissertation Universität Erlangen (1972), S. 53
- [31] Siemens-Datenbuch: Metallisierte Kunststoff-Kondensatoren. 1975/76, S. 120
- [32] Siemens-Datenbuch: Styroflex-Kondensatoren 1970
- [33] Holt, A. G.; Taylor, J.: Method of replacing ungrounded inductors by grounded gyrators. Electronic Letters 1 (1965), S. 105

- [34] Gensel, J.: Der Gyratorverstärker als Element zum Aufbau spulenfreier Siebketten. Wiss. Z. Elektrotechn. Leipzig 8 (1966), S. 49-64
- [35] Unbehauen, R.: Elektrische Netzwerke. Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1972, S. 251
- [36] Fuhrmann, W.: Rechnergestützte Analyse von gesteuerten Quellen. Diplomarbeit am Lehrstuhl für Technische Elektronik der Universität Erlangen-Nürnberg 1975
- [37] Wehrhahn, E.: Netzwerk-Analyse-Programm ERLNAP. Mitteilung vom Lehrstuhl für Allgemeine und Theoretische Elektrotechnik der Universität Erlangen-Nürnberg 1972
- [38] Tietze, U.; Schenk, Ch.: Halbleiter-Schaltungstechnik, 3. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1974, S. 132
- [39] Beneking, H.: Feldeffekt-Transistoren. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag 1973, S. 56
- [40] Heinlein, W.; Holmes, W.: Active Filters for integrated Circuits. München, Wien: Oldenbourg 1974, S. 585
- [41] ebenda, S. 591 ff.
- [42] ebenda, S. 509 ff.
- [43] Schüssler, W.: Zur allgemeinen Theorie der Verzweigungsnetzwerke. AEÜ 22 (1968), S. 361-367
- [44] Schüssler, W.: Zur Darstellung von Abzweigschaltungen am Analogrechner. AEÜ 15 (1961), S. 215-226
- [45] Saal, R.: Der Entwurf von Filtern mit Hilfe des Kataloges normierter Tiefpässe. Backnang: Telefunken GmbH 1963
- [46] Datenbuch der Firma Jahre über HF-Miniaturspulen für Mikroschaltungen 1975

L e b e n s l a u f

- 17.4.1945 Geburt in Metzingen als Sohn des Mechaniker-
meisters Karl Schenk und dessen Ehefrau
Emilie, geb. Nagel
- 1952 - 1956 Besuch der Grundschule in Reutlingen
- 1956 - 1965 Besuch des Kepler-Gymnasiums in Reutlingen
- 1965 Reifeprüfung
- 1965 - 1970 Studium der Physik in Tübingen und Stutt-
gart. Dazwischen: Industriepraktikum bei
der Firma Wandel & Goltermann in Reutlingen
- 1970 Diplom - Hauptprüfung
- 1970 - 1972 Mitarbeiter bei der Firma Robert Bosch GmbH,
Halbleiter-Werk Reutlingen. Tätigkeit: Ent-
wicklung von Meßverfahren für die Halbleiter-
technologie
- Seit 1972 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl
für Technische Elektronik der Universität
Erlangen - Nürnberg

Erlangen, den 24. November 1975

Ch. Schenk

Copy-Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30
Tel. 09131-26197